

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

Camilo Augusto Santos Costa

**ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DA FORMAÇÃO DE
ESCOAMENTOS GÁS-LÍQUIDO INTERMITENTES EM UM
TUBO HORIZONTAL**

Florianópolis
2016

Camilo Augusto Santos Costa

**Estudo Numérico e Experimental da Formação de Escoamentos
Gás-Líquido Intermitentes em um Tubo Horizontal**

Tese submetida ao Programa de
Pós-Graduação em Engenharia
Mecânica da Universidade Federal
de Santa Catarina para a obtenção
do Grau de Doutor em Engenharia
Mecânica

Orientador: Prof. Ph.D. Jader Riso
Barbosa Junior

Florianópolis
2016

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Costa, Camilo Augusto Santos

Estudo Numérico e Experimental da Formação de
Escoamentos Gás-Líquido Intermitentes em um Tubo Horizontal
/ Camilo Augusto Santos Costa ; orientador, Jader Riso
Barbosa Júnior - Florianópolis, SC, 2016.

176 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Escoamento em golfadas e
pistonado. 3. Simulação numérica (CFD) de escoamentos
multifásicos. 4. Visualização do escoamento. 5. Densidade
de força interfacial. I. Barbosa Júnior, Jader Riso. II.
Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós
Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

Camilo Augusto Santos Costa

**Estudo Numérico e Experimental da Formação de Escoamentos
Gás-Líquido Intermitentes em um Tubo Horizontal**

Esta Tese foi julgada adequada para obtenção do Título de “Doutor em Engenharia Mecânica” e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina

Florianópolis, 12 de Dezembro de 2016.

Prof., Jonny Carlos da Silva, Dr. – Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Prof. Jader Riso Barbosa Junior, Ph.D. – Orientador
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof., Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales, Dr.
Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Prof., Oscar Mauricio Hernandez Rodriguez, Dr.
Universidade de São Paulo

Prof., Marinho Bastos Quadri, Dr.
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof., Juan Pablo de Lima Costa Salazar, Ph.D.
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof., Emilio Ernesto Paladino, Dr.
Universidade Federal de Santa Catarina

“Hoje, enfrentamos muitos problemas. Alguns criados por nós em consequência de diferenças ideológicas, religiosas, raciais, econômicas. Entretanto, chegou o momento de pensarmos em um nível mais profundo, em nível humano, e a partir daí apreciar e respeitar essa mesma condição nos outros seres humanos. Devemos construir relacionamentos mais próximos, de confiança mútua, compreensão e ajuda. Todos queremos a felicidade e evitar o sofrimento. Todos temos o mesmo direito de ser felizes, e aí reside a nossa igualdade fundamental. Não é necessário seguir filosofias complicadas. Nosso próprio cérebro, nosso próprio coração é o nosso templo. A filosofia é a bondade.”

Dalai Lama

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer a Deus criador do universo (em caso de dúvida consultar: <http://logoshp.6te.net/CIE33.htm>) e também ao mestre dos mestres Jesus Cristo, pois dentre todos os grandes profetas que vieram a terra este foi o primeiro a esclarecer a Lei de Atração Universal, sendo que os românticos preferem outra definição denominada Lei do Amor Universal (os físicos atuais chamam de grávitons).

Gostaria também de agradecer ao meu querido Orientador Prof. Jader, pela paciência e dedicação que teve ao longo desse caminho tortuoso que é um Doutorado. Muitas vezes fiquei preocupado com o caminho tomado, porém a precisão do meu orientador foi cirúrgica, maior que a de Rui Chapéu contra Tony Meo (considerado o melhor do mundo na época), partida em que o Inglês levou o maior guascaço em um torneio de sinuca internacional.

A minha mãezinha e paizinho amados pelo imenso carinho que tem com toda a família. Os estudiosos deveriam acrescentar no dicionário Aurélio os nomes deles como sinônimo de altruísmo. Também não podem ficar de fora as minhas amadas irmãs Dani e Carol pelo todo carinho e paciência que tiveram comigo e olha que não foi pouca paciência não. E também a toda minha família maravilhosa que sempre esteve presente em todos os momentos da minha vida.

A Silvia Viana pelo carinho, atenção, paciência, cuidado, ..., e muitas outras formas de amor que tem dedicado à minha pessoa.

Gostaria também de agradecer a todos os meus amigos por tudo que fizeram por mim ao longo da minha vida, em especial ao Jalita, Bob, Boca de Mel e ao Piquitito, pela parceria de longa data que estes malucos insistem em me acompanhar.

A todos do laboratório que me apoiaram ao longo desse percurso, em especial a Pedro Oliveira e ao Júlio Ferreira, que me ajudaram com suas discussões produtivas e criativas.

E por fim, a todos a todos os membros do POSMEC, CNPQ e Petrobras pelo suporte técnico e financeiro essencial para o desenvolvimento do presente projeto.

RESUMO

A simulação numérica de escoamento bifásicos intermitentes ainda é um tema desafiador para a engenharia. A modelagem destes problemas requer o conhecimento de múltiplas áreas da mecânica dos fluidos computacional, tais como, esquemas e métodos numéricos para captura e transporte da interface líquido-gás, modelagem da turbulência e de fenômenos interfaciais. Neste estudo, foi proposta uma nova abordagem que leva em consideração os gradientes de velocidade e frações volumétricas das fases para descrever as forças presentes em escoamentos bifásicos onde as fases se encontram separadas por uma interface de grande escala. Nas simulações numéricas foi utilizada uma formulação híbrida, que combina o Modelo de Dois Fluidos e o método do Volume de Fluido para solucionar os campos de velocidade e determinar a posição da interface. Foram simuladas situações em que os regimes intermitentes de golfadas e pistonado são gerados a partir de um regime estratificado na entrada de um tubo circular horizontal. Para avaliar o comportamento dos modelos numéricos propostos, foram realizados experimentos em um circuito de escoamento bifásico ar-água dotado de uma seção de teste construída especialmente para permitir a visualização da região da entrada. Duas técnicas experimentais foram desenvolvidas e aplicadas para a medição de parâmetros dos escoamentos bifásicos. A primeira consiste na obtenção de sequências de imagens com a posição da interface utilizando uma câmera de alta velocidade e fontes de LED. O processamento digital das imagens em software dedicado possibilitou quantificar a evolução temporal e espacial da interface (determinando assim as frações volumétricas locais e instantâneas), bem como medir parâmetros associados às golfadas e pistões (velocidade de deslocamento e frequências dominantes). Os resultados experimentais foram comparados ao modelo numérico e a outras técnicas não intrusivas de medição de fração de vazio. A fim de comparar os campos de velocidade para a água no padrão estratificado, uma técnica alternativa de Velocimetria por Imagem de Partículas foi desenvolvida em que feixe pulsado de laser foi substituído por um feixe produzido por uma fonte de LED através do uso de uma caixa colimadora de luz. Resultados experimentais obtidos com esta técnica apresentaram boa concordância com modelos numéricos para escoamentos turbulentos e laminares no padrão estratificado.

Palavras-chave: Escoamentos multifásicos, Simulação numérica (CFD), Visualização do escoamento, Densidade de força interfacial, Escoamento em golfadas e pistonado, Turbulência.

ABSTRACT

The numerical simulation of intermittent two-phase flows is a challenging subject in engineering. The modeling of such problems requires knowledge of multiple areas of computational fluid mechanics, such as numerical schemes and methods to capture and transport the gas-liquid interface, in addition to turbulence modeling and interfacial phenomena. In this study, a new approach is proposed, which takes into account the phase velocity and volumetric fraction gradients to describe the interfacial forces in two-phase flows separated by a large-scale interface. The solution of the velocity, pressure and volumetric fraction fields uses a hybrid formulation, which combines the Two-Fluid Model and the Fluid Volume method to track the phase interface. Cases were simulated in which slug and plug flow regimes were generated from a stratified regime at the entrance of a horizontal circular tube. To evaluate the behavior of the proposed numerical models, experiments were carried out in a two-phase flow loop equipped with a transparent test section specially constructed to allow visual assessment of the flow development. Two experimental techniques were developed and implemented to measure the two-phase flow parameters. The first consists of obtaining sequences of images of the interface position using a high-speed camera and LED sources to illuminate the flow. Processing the images in a dedicated software package allowed the quantification of the spatial and temporal evolution of the interface, as well as other intermittent flow parameters, such as frequency and characteristic velocities (time delay). The experimental results were compared with other non-intrusive void fraction measurement techniques (capacitance sensors) and were used to validate the numerical model. As far as the stratified flow pattern is concerned, liquid phase longitudinal velocity profiles have been measured via particle image velocimetry using a LED source and a collimator box to illuminate the seeding particles dispersed in the flow. The experimental results obtained with this technique showed good agreement with numerical models for turbulent and laminar stratified flows.

Keywords: Multiphase flows, Numerical simulation (CFD), Flow visualization, Interfacial force density, Plug and slug flows, Turbulence.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Classificação de escoamento de gás e líquido. Adaptado de Ishii e Hibiki (2006).	34
Figura 2.2 – Padrões de escoamento em tubos horizontais. Adaptado de Barnea (1987).	35
Figura 2.3 – Padrões de escoamento em tubos horizontais. Adaptado de Mandhane <i>et al.</i> (1974).	36
Figura 2.4 – Padrões de escoamento em regimes de golfadas em tubos inclinados e curvados. Adaptado de Al-Safran <i>et al.</i> (2005).	38
Figura 2.5 – Escoamento crítico em regime de golfadas. Adaptado de Malekzadeh e Reza (2012).	39
Figura 2.6 – Frações volumétricas em uma malha discreta. Adaptado de Ubbink (1997).	45
Figura 2.7 – Representação esquemática do método <i>donnor-acceptor</i> configurado na célula. Adaptado de Ubbink (1997).	46
Figura 2.8 – Aproximação da interface do centro da célula pelo método SLIC. Adaptado de Ubbink (1997).	47
Figura 2.9 – Comparação dos diferentes técnicas para prever a distribuição de fluido nas células. Adaptado de Ubbink (1997).	47
Figura 2.10 – Métodos de reconstrução de interface.	48
Figura 2.11 – Jato de líquido no gás com formação de gotas e demais estruturas. Retirado de Ménard <i>et al.</i> (2007).	50
Figura 2.12 – Diferentes perfis de curvatura em função da correção adotada para estas. Adaptado de (Shepel e Smith, 2008).	51
Figura 2.13 – Esquemas de discretização do método VOF. Adaptado de Seo (2014)	54
Figura 2.14 – Métodos e esquemas de discretização para captura de interface.	55
Figura 2.15 – Métodos e esquemas de discretização para captura de interface.	63

Figura 3.1 – Desenho em CAD do aparato experimental. Retirado de (Oliveira, 2013).	69
Figura 3.2 – Desenho esquemático da bancada experimental. Adaptado de (Oliveira, 2013).	70
Figura 3.3 – Vista em corte do novo misturador usado na perna superior da seção de testes.	72
Figura 3.4. Transdutores para medição de fração de vazio. Nesta imagem, os sensores estão posicionados na entrada e na saída do da curva de retorno. Retirado de Oliveira (2013).	73
Figura 3.5 – Circuito elétrico equivalente do sensor capacitivo como apresentado em Libert <i>et al.</i> (2011). Retirado de Oliveira (2013).	73
Figura 3.6 – Imagem sem tratamento obtida pela câmera CCD de alta velocidade.	75
Figura 3.7 – Posição da câmera e dos LEDs para obtenção da imagem com a posição da interface no tempo (dimensões em mm).	76
Figura 3.8 – Processamento digital das imagens para obtenção da posição da interface no tempo e espaço para obtenção de dados da fração volumétrica do ar.	77
Figura 3.9 – Aumento da espessura da interface em decorrência de efeitos de curvatura desta.	78
Figura 3.10 – Posição dos sensores virtuais (dimensões em mm).	79
Figura 3.11 – Sinais de fração de vazio obtidos através da análise de imagem para $j_l = 0,178 \text{ m/s}$ e $j_g = 0,562 \text{ m/s}$.	80
Figura 3.12 – Densidade espectral de potência para um sinal de fração de vazio.	81
Figura 3.13 – Montagem dos componentes do sistema de velocimetria por imagem de partícula.	82
Figura 3.14 – Dimensões do plano de luz entrando e saindo da tubulação de vidro.	83
Figura 3.15 – Área enquadrada pela camera para visualização (dimensões em mm).	83
Figura 3.16 – Sistema para obtenção do campo de velocidades.	85

Figura 3.17 – Demonstração de convergência do método PIV adaptativo.	85
Figura 3.18 – Padrões de escoamento estudados.....	87
Figura 3.19 – Frequências dominantes para o caso <i>Plug</i> 2.....	89
Figura 3.20 – Frequências dominantes. Casos <i>Plug</i> 2 e <i>Slug</i> 2.	89
Figura 3.21 – Sinais de fração de vazio para o caso <i>Plug</i> 2.	89
Figura 3.22 – Perfil de velocidade turbulento para o PIV e analítico....	90
Figura 4.1 – Classificação de modelos matemáticos para escoamentos multifásicos. Adaptado de Paladino (2005).....	91
Figura 4.2 – Classificação de modelos matemáticos para escoamentos multifásicos. Adaptado de Paladino (2005).....	92
Figura 4.3 – Força interfacial.	97
Figura 5.1 – Interface numérica líquido-gás de acordo com diferentes métodos de reconstrução.	108
Figura 5.2 – Domínio e condições de contorno adotados.....	112
Figura 5.3 – Seção transversal da malha.	113
Figura 6.1 – Sequência de imagens do surgimento de uma golfada para o caso <i>Slug</i> 1. Cinza: Processamento de Imagem; Negro: Simulação.	120
Figura 6.2 – Sequência de imagens do surgimento de uma golfada para o caso <i>Slug</i> 2. Cinza: Processamento de Imagem; Negro: Simulação.	121
Figura 6.3 – Esquema de montagem dos quadros de fração volumétrica das fases.	123
Figura 6.4 – Mapa de nível de líquido para os casos <i>Slug</i> 1 e <i>Slug</i> 2. As figuras (a) e (c) são resultados do processamento de imagem e (b) e (d) são resultado obtidos das simulações numéricas.	124
Figura 6.5 – Sequência de imagens da inicialização de um <i>plug</i> de líquido a partir do escoamento estratificado no misturador. O intervalo de tempo entre imagens sucessivas é de 0.001 s.	125

Figura 6.6 – Sequência de imagens da passagem do <i>Plug</i> 1 ao longo da tubulação. Cinza: Processamento de Imagens; Negro: Simulação.	126
Figura 6.7 – Sequência de imagens da passagem do <i>Plug</i> 2 ao longo da tubulação. Cinza: Processamento de Imagem; Negro: Simulação.	127
Figura 6.8 – Mapas de nível de líquido para o caso <i>Plug</i> 1. (a) Resultados do processamento de imagem; (b) Resultados das simulações numéricas.	128
Figura 6.9 – Mapas de nível de líquido para o caso <i>Plug</i> 2. (a) Resultados do processamento de imagem; (b) Resultados das simulações numéricas.	130
Figura 6.10 – Vetores de densidade de força interfacial sobrepostos em uma superfície de fração volumétrica constante e igual a 0,5.....	131
Figura 6.11 – Tempo característico da passagem do <i>slug</i> . Caso <i>Slug</i> 1.	132
Figura 6.12 – Frequência de surgimento dominante. Caso <i>Slug</i> 1.....	133
Figura 6.13 – Frequência de partida dominante. Caso <i>Slug</i> 2.....	134
Figura 6.14 – Frequência de partida dominante. Caso <i>Plug</i> 1.	135
Figura 6.15 – Frequência de partida dominante. Caso <i>Plug</i> 2.	136
Figura 6.16 – Estrutura do corpo de líquido para o caso <i>Slug</i> 2.....	137
Figura 6.17 – Campo de velocidades obtido com a técnica PIV-LED.	138
Figura 6.18 – Perfil de velocidade para o regime estratificado, $j_l = 0,085$ m/s e $j_g = 0,942$ m/s.....	138
Figura 6.19 – Perfil de velocidade no regime estratificado, $j_l = 0,055$ m/s e $j_g = 0,942$ m/s.	139
Figura 6.20 – Perfil de velocidade no regime estratificado, $j_l = 0,032$ m/s e $j_g = 0,205$ m/s.	141
Figura B.1 – Curvas de calibração experimental baseada no regime estratificado.....	172

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Detalhes dos equipamentos.	74
Tabela 3.2 – Incerteza das variáveis medidas.	75
Tabela 3.3 – Casos estudados para diferentes regimes de escoamento.	87
Tabela 5.1 – Esquemas de discretização.	109
Tabela 6.1 – Defasagem temporal dos casos estudados.	133
Tabela 6.2 – Resumo das frequências dominantes obtidas.	134
Tabela 6.3 – Resumo das frações de vazios obtidas no experimento. .	144
Tabela C.1 – Incerteza padrão do transdutor de fração de vazio utilizando uma calibração experimental para o regime estratificado.	175

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Símbolo	Descrição
CAD	<i>Computer Aided Design</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
LED	<i>Light Emitting Diode</i>
PLIC	<i>Piecewise-Linear Interface Calculation</i>
RDF	<i>Reconstructed Distance Function</i>
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Unidades
$[A]$	Matriz de coeficiente da discretização numérica	---
α_p	Fração volumétrica da fase primária	---
α_s	Fração volumétrica da fase secundária	---
$[B]$	Matriz dos termos fontes provenientes das condições de contorno e termos fontes	---
C_r	Número de Courant	---
C_D	Coeficiente de arrasto	---
d	Diâmetro da tubulação de vidro	m
$d_{b,d}$	Diâmetro das bolhas ou gotas	m
Δx	Distância entre os transdutores de fração de vazio	m
Δp	Diferença de pressão estática	Pa
ε	Dissipação turbulenta	m^2/s^3
f_B	Fator de ponderação para região de bolhas	---
f_D	Fator de ponderação para região de gotas	---
f_{FS}	Fator de ponderação para região de superfície livre	---
δt	Passo de tempo	s
δx	Tamanho do volume de controle na direção x	m
H, h	Altura	m
f_i	Fator de atrito na interface	---
f_w	Fator de atrito na parede	---
g	Aceleração da gravidade	m/s^2
k	Energia cinética turbulenta	m^2/s^2
L	Comprimento da tubulação	m
$\{\phi\}$	Variáveis a serem resolvidas	---
μ_{eff}	Viscosidade efetiva	kg/ms
$P_{k,SWT}$	Produção de energia cinética turbulenta	m^2/s^2
P'	Correção do campo de pressão	Pa

μ_p	Viscosidade dinâmica da fase primária	kg/ms
P	Pressão	Pa
R_{ps}	Forças de interação na interface	N/m ³
ρ_s	Densidade da fase secundaria	kg/m ³
ρ_p	Densidade da fase primária	kg/m ³
r_β	Fração volumétrica da fase β	---
r_α	Fração volumétrica da fase α	---
$S_{s_1s_1}$	Auto correlação de um sinal	---
s_1	Sinal de fração de vazio obtido pelo transdutor 1	---
s_2	Sinal de fração de vazio obtido pelo transdutor 2	---
t	Tempo	s
u	Componente da velocidade na direção x	m/s
u^*	Velocidade de deslizamento	m/s
u^+	Velocidade adimensional em relação à parede	---
U'	Correção do campo de velocidades	m/s
v	Componente da velocidade na direção y	m/s
v_t	Velocidade da passagem da golfada ou do escoamento pistonado	m/s
V	volume	m ³
\vec{v}_q	Velocidade vetorial da fase q	m/s
\vec{v}_p	Velocidade vetorial da fase p	m/s
x	Coordenada cartesiana	m
y	Coordenada cartesiana	m
z	Coordenada cartesiana	m
w	Componente da velocidade na direção w	m/s
ω	Dissipação turbulenta	m ² /s ³
z_{ref}	Coordenada de referência para os transdutores de pressão	m
z_{ref}^*	Coordenada de referência para os transdutores de fração de vazio	m

SUMÁRIO

Capítulo 1: Introdução.....	29
1.1. MOTIVAÇÃO.....	29
1.2. OBJETIVOS DO TRABALHO	30
1.3. ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	31
Capítulo 2: Revisão Bibliográfica	33
2.1. ESCOAMENTOS BIFÁSICOS	33
2.1.1. Padrões de Escoamento Bifásico em Tubos Horizontais ...	33
2.1.2. Escoamento no Regime de Golfadas (Slug Flow)	37
2.1.3. Simulação Computacional de Escoamentos Multifásicos..	39
2.2. MÉTODOS DE CAPTURA DE INTERFACE	43
2.2.1. Método Level Set.....	43
2.2.2. Método do Volume de Fluido (VOF).....	44
2.2.3. Método CLSVOF.....	49
2.2.4. Esquemas de Discretização Numérica dos Métodos de Captura de Interface.....	52
2.3. ESCOAMENTOS NO PADRÃO DE GOLFADAS	55
2.4. TURBULÊNCIA EM ESCOAMENTOS MULTIFÁSICOS	61
2.5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA VALIDAÇÃO DE SIMULAÇÕES NUMÉRICAS	64
2.6. OBJETIVOS ESPECÍFICOS	66
2.7. CONSIDERAÇÕES FINAIS	67
Capítulo 3: Aparato Experimental	69
3.1. DESCRIÇÃO DA BANCADA.....	69
3.1.1. Componentes da Bancada.....	70
3.1.2. Circuitos de ar e água e Misturador.....	71
3.1.3. Equipamentos e Técnicas de Medição	71
3.1.4. Equipamentos e Transdutores Utilizados	74
3.2. OBTENÇÃO DA POSIÇÃO DA INTERFACE NO TEMPO	75
3.1.4. Formulação Matemática.....	79
3.3. VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTÍCULAS	82
3.4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	86
3.5. VALIDAÇÃO DOS MÉTODOS DE ANÁLISE DE IMAGEM	88
3.6. CONSIDERAÇÕES FINAIS	90
Capítulo 4: Modelos Matemáticos	91

4.1.	CONSIDERAÇÕES INICIAIS	91
4.2.	EQUAÇÕES DE TRANSPORTE.....	92
4.2.1.	<i>Definição de Fração Volumétrica</i>	92
4.2.2.	<i>Conservação da Massa</i>	93
4.2.3.	<i>Conservação da Quantidade de Movimento</i>	93
4.3.	MÉTODOS DE CAPTURA DE INTERFACE	94
4.4.	TRANSFERÊNCIA DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO ENTRE AS FASES	95
4.5.	MODELOS DE TURBULÊNCIA	98
4.5.1.	<i>Equação de Transporte para o Modelo SST</i>	98
4.5.2.	<i>Modelo de Difusividade Efetiva</i>	99
4.5.3.	<i>Amortecimento da Turbulência na Interface</i>	101
4.5.4.	<i>Tratamento de Parede</i>	102
4.6.	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	103

Capítulo 5: Métodos Numéricos 105

5.1.	INTRODUÇÃO.....	105
5.2.	DISCRETIZAÇÃO NUMÉRICA.....	106
5.1.1.	<i>Métodos de Solução</i>	106
5.1.2.	<i>Método do Volume de Fluido (VOF)</i>	107
5.1.3.	<i>Erros Numéricos</i>	109
5.1.4.	<i>Critérios de Convergência e Estudo de Malha</i>	111
5.2.	CASOS ESTUDADOS E MODELOS NUMÉRICOS EMPREGADOS.....	111
5.2.1.	<i>Casos Estudados</i>	112
5.2.2.	<i>Análise da Influência da Malha na Solução Numérica</i>	115
5.2.3.	<i>Processamento Paralelo</i>	116
5.3.	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	117

Capítulo 6: Resultados..... 119

6.1.	ANÁLISE DO DESLOCAMENTO DAS ESTRUTURAS DO ESCOAMENTO INTERMITENTE	119
6.1.1.	<i>Regime de Golfadas</i>	119
6.1.2.	<i>Regime Pistonado</i>	125
6.1.3.	<i>Processamento de Sinais do escoamento Intermitente</i>	132
6.2.	COMPARAÇÃO DOS CAMPOS DE VELOCIDADE.....	138
6.3.	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	144

Capítulo 7: Conclusões e Recomendações..... 145

7.1.	CONCLUSÕES.....	145
7.2.	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	147

Referências Bibliográficas..... 149

Apêndice A: Códigos Computacionais	159
---	------------

Apêndice B: Calibração da Medição de Fração de Vazio.....	171
--	------------

Apêndice C: Análise de Incertezas.....	173
---	------------

C.1	PRESSÃO	174
C.2	TAXA DE VAZÃO MÁSSICA DE ÁGUA.....	174
C.3	TAXA DE VAZÃO MÁSSICA DE AR	175
C.4	FRAÇÃO DE VAZIO	175
C.5	TEMPERATURA.....	176
C.6	VELOCIDADE SUPERFICIAL	176

Capítulo 1: Introdução

Seja para aplicações na indústria do petróleo (produção e transporte), geração de energia ou projeto de equipamentos de processos, simulações numéricas de escoamentos multifásicos têm se tornado cada vez mais indispensáveis para um correto dimensionamento de sistemas de engenharia. Contudo, o desenvolvimento de códigos computacionais implica na necessidade de uma melhor compreensão fenomenológica de escoamentos multifásicos, o que requer observações experimentais detalhadas da estrutura do escoamento e de seu comportamento em função do tempo. Informações locais e temporais de alta resolução sobre escoamentos multifásicos são vitais para o sucesso de um modelo. Desta forma, experimentos que possam fornecer informações do campo de pressão e velocidade, bem como a distribuição das fases presentes no escoamento são extremamente valiosos.

1.1. MOTIVAÇÃO

Na indústria petrolífera (predominantemente, mas não exclusivamente) são vários os dispositivos e equipamentos que operam com escoamentos bifásicos, tais como, separadores, tubulações, bombas, válvulas, etc. Dentre os diferentes padrões de escoamento, o regime em golfadas (*slug flow*) é o de maior potencial destrutivo de equipamentos e estruturas, em virtude das grandes variações de pressão e altas velocidade associadas ao transporte dos pistões de líquido ao longo do duto. Assim, componentes que não foram projetados adequadamente podem apresentar falhas por fadiga mecânica e levar à paralisação de instalações (Santana e Fetzner, 1993). Desta forma, a predição acurada das características do escoamento no regime de golfadas é essencial para um projeto e operação adequados de sistemas com escoamentos multifásicos.

Segundo Ragab e Brandstaetter (2008), escoamentos em golfadas podem ocorrer em faixas específicas de velocidades superficiais ou serem gerados pela configuração geométrica dos tubos. Um dos principais desafios da simulação de escoamentos multifásicos é a dificuldade de prever de forma precisa e confiável a transição para o regime de golfadas. Com efeito, até mesmo a previsão do escoamento

em golfadas dito desenvolvido ainda é sujeita a grandes incertezas devido a complexidades inerentes ao fenômeno (turbulência, ruptura de interfaces, coalescência), bem como a pouca disponibilidade na literatura de dados experimentais e simulações numéricas usando modelos tridimensionais. Desta forma, tantos dados experimentais quanto resultados numéricos são de suma importância para o avanço desta área do conhecimento.

Os modelos unidimensionais atuais para a previsão do surgimento e rastreamento do regime de golfadas, tais como *slug tracker*, ainda apresentam dificuldades em prever com precisão a localização da transição do regime estratificado para o de golfadas, principalmente em regiões do poço ou em linhas de transmissão em terrenos com elevações e vales, na exploração de petróleo. Esta dificuldade se torna mais crítica ainda quando o poço se apresenta em formato de anzol ou serpenteado em função da necessidade de se alcançar novos reservatórios (Zhang *et al.*, 2003). Desta forma simulações numéricas da fluidodinâmica de escoamentos bifásicos líquido-gás vem a complementar o fornecimento de dados para o estudo e modelagem da inicialização e desenvolvimento das golfadas, bem como apresentar os principais mecanismos que regem estes escoamentos.

1.2. OBJETIVOS DO TRABALHO

O objetivo deste trabalho é investigar a formação e o desenvolvimento de estruturas de escoamentos gás-líquido intermitentes (regimes de golfadas e pistonado) em um tubo horizontal. Para tal, foram realizadas simulações numéricas e avaliações experimentais destes escoamentos considerando a região de entrada do tubo a partir de uma condição de escoamento estratificado.

Na simulação numérica, foi adotada uma abordagem híbrida que combina o Modelo de Dois Fluidos e o método do Volume de Fluido (VOF) a fim de permitir o acompanhamento do movimento das grandes interfaces (golfada, bolha de Taylor, pistões de líquido), assim como a resolução da turbulência em cada fase e na interface. Neste trabalho foi proposto um novo modelo de transferência de quantidade de movimento entre as fases presente no escoamento, para a descrição das forças que agem em uma interface de larga escala líquido-gás, sendo estas interfaces observadas em escoamentos intermitentes e estratificados. Para isto, um código computacional, escrito na linguagem C, foi desenvolvido e implementado, através de uma rotina externa do

usuário, em um *software* comercial de simulação numérica de escoamentos denominado ANSYS-FLUENT (ANSYS®, *Academic Research, Release*, v. 16.2, 2015).

O desempenho da simulação numérica foi avaliado por meio da comparação com dados experimentais obtidos em uma bancada de escoamento bifásico ar-água (Oliveira, 2013). Foi desenvolvida uma técnica experimental para aquisição de imagens digitais do escoamento em alta frequência, para posterior processamento a fim de gerar dados de distribuição espacial-temporal das fases, frequências dominantes das estruturas e suas velocidades de propagação. Além da comparação com o modelo numérico, os dados foram confrontados com aqueles fornecidos por sensores capacitivos. A técnica experimental desenvolvida para obtenção da posição da interface, bem como a metodologia empregada para a comparação entre os resultados experimentais e numéricos neste trabalho não foi observada em outros estudos numéricos na literatura, sendo esta uma contribuição nova para o estado da arte.

Em uma etapa complementar do trabalho, foram realizadas simulações numéricas de escoamentos gás-líquido em regime estratificado, usando os mesmos modelos de turbulência avaliados na primeira etapa. Perfis de velocidade obtidos neste estudo foram comparados àqueles medidos experimentalmente utilizando uma técnica de velocimetria por imagem de partícula (PIV), em que a iluminação do escoamento é realizada por meio de uma fonte de LEDs.

1.3. ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

A presente proposta de tese foi organizada em sete capítulos, como mostrado a seguir:

O Capítulo 1 apresenta a motivação e os objetivos principais do trabalho. O Capítulo 2 apresenta uma revisão da literatura sobre escoamentos bifásicos gás-líquido, com ênfase em métodos de simulação numérica aplicados à captura e rastreamento da interface e efeitos de turbulência. Métodos experimentais para caracterização de interfaces através de tratamentos digitais de imagem, bem como obtenção dos campos de velocidade através de métodos velocimetria por imagem de partícula.

O Capítulo 3 apresenta o aparato experimental utilizado para a geração de escoamentos no regime de golfadas, pistonado e estratificado, bem como os métodos utilizados para a comparação com os resultados obtidos na simulação numérica. A bancada experimental é

descrita, bem como os procedimentos experimentais e alguns resultados preliminares.

O Capítulo 4 trata dos modelos matemáticos utilizados na simulação computacional, ou seja, as equações de transporte, métodos de captura de interface, transferência de quantidade de movimento entre as fases e modelos de turbulência. Os métodos de discretização numérica utilizados também são apresentados.

O Capítulo 5 discute os métodos numéricos utilizados neste trabalho, além da descrição do domínio, simplificações adotadas e condições de contorno utilizadas para discretização do domínio numérico propostos, para os casos de escoamento nos regimes intermitentes e nos regimes estratificados estudados.

O Capítulo 6 expõe os resultados experimentais e numéricos obtidos para comparação da posição da interface líquido-gás no tempo e espaço para os escoamentos no regime de golfada e pistonado e para a comparação do campo de velocidades obtidos para os escoamentos estratificados. Também foi realizada uma análise para os dados de defasagem temporal e frequência de surgimento de *slugs* e *plugs* obtidos através do processamento digital de imagem e do transdutor capacitivo.

Por fim, o Capítulo 7 relata as principais conclusões do trabalho e as recomendações para trabalhos futuros.

Capítulo 2: Revisão Bibliográfica

A revisão bibliográfica foi dividida em 5 partes. A primeira se dedica aos escoamentos bifásicos de uma forma geral. A segunda se refere a modelos de captura e interação de forças na interface líquido-gás. A terceira apresenta uma revisão do surgimento e propagação de instabilidades que dão origem aos regimes de escoamento bifásico intermitentes, como o padrão de golfadas em tubos retos horizontais. A quarta apresenta uma revisão dos efeitos de turbulência na geração de ondas na interface, bem como dos modelos propostos para a descrição destes efeitos. Por fim, a quinta parte apresenta uma revisão de trabalhos experimentais para obtenção dos campos de velocidade utilizados na validação de simulações numéricas. Na sexta parte deste capítulo é apresentado um resumo dos objetivos secundários a serem explorados no presente estudo.

2.1. ESCOAMENTOS BIFÁSICOS

2.1.1. Padrões de Escoamento Bifásico em Tubos Horizontais

Escoamentos bifásicos são classificados de acordo com o estado das diferentes fases, ou seja, gás-sólido, líquido-sólido, líquido-líquido ou gás-líquido. Os escoamentos gás-líquido podem assumir diferentes configurações interfaciais, sendo classificados de maneira geral em escoamentos dispersos, mistos (ou de transição) e estratificados, como mostra a Figura 2.1.

Regimes de escoamento são abordados em diversos livros, como os de Wallis (1969), Chisholm (1983), Brennen (2005), Ishii e Hibiki (2006) e Faghri e Zhang (2006). Um regime (ou padrão) de escoamento é definido como o arranjo morfológico das fases escoando no tubo, e depende de parâmetros como as vazões das fases, propriedades físicas, orientação e diâmetro da tubulação. Apesar da identificação dos regimes de escoamento gás-líquido ser relativamente subjetiva, em tubos grandes o bastante para que efeitos de capilaridade sejam desprezíveis, os padrões geralmente observados são aqueles mostrados na Figura 2.2.

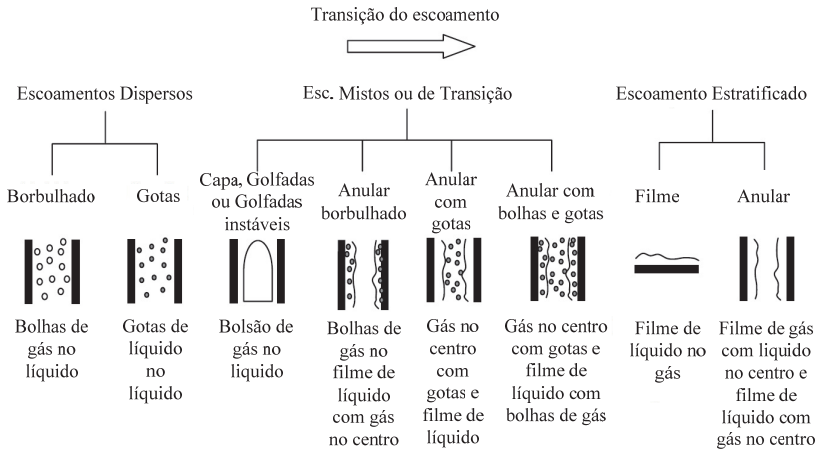


Figura 2.1 – Classificação de escoamento de gás e líquido. Adaptado de Ishii e Hibiki (2006).

Em casos com altas vazões de líquido, para uma ampla faixa de variação de vazões de gás, observa-se a presença de pequenas bolhas de gás dispersas em toda a fase líquida contínua, sendo este padrão conhecido como escoamento borbulhado ou de bolhas dispersas. As bolhas tendem a se concentrar na porção superior do tubo devido às forças gravitacionais (perpendiculares ao fluxo nos canais horizontais). Para vazões relativamente baixas de líquido e gás, observa-se o regime estratificado. Um aumento da vazão de gás para uma vazão constante de líquido provoca a mudança do regime estratificado liso para o regime estratificado com ondas, devido às instabilidades de Kelvin-Helmholtz na interface. Para velocidades mais elevadas do líquido, as ondas podem crescer e entrar em contato com a porção superior do tubo, bloqueando a passagem de ar. Este é o principal mecanismo de formação do escoamento em golfadas. Em menores velocidades superficiais do gás, os pistões de líquido são desprovidos de bolhas dispersas, o que dá ao padrão o nome de escoamento pistonado. Para maiores vazões de gás, o regime anular é estabelecido, o qual se caracteriza por um fino filme de líquido em torno da parede, sendo uma parte significativa do escoamento do líquido arrastada como gotículas pelo gás. Devido ao efeito da gravidade, o filme de líquido é mais espesso na porção inferior do tubo.

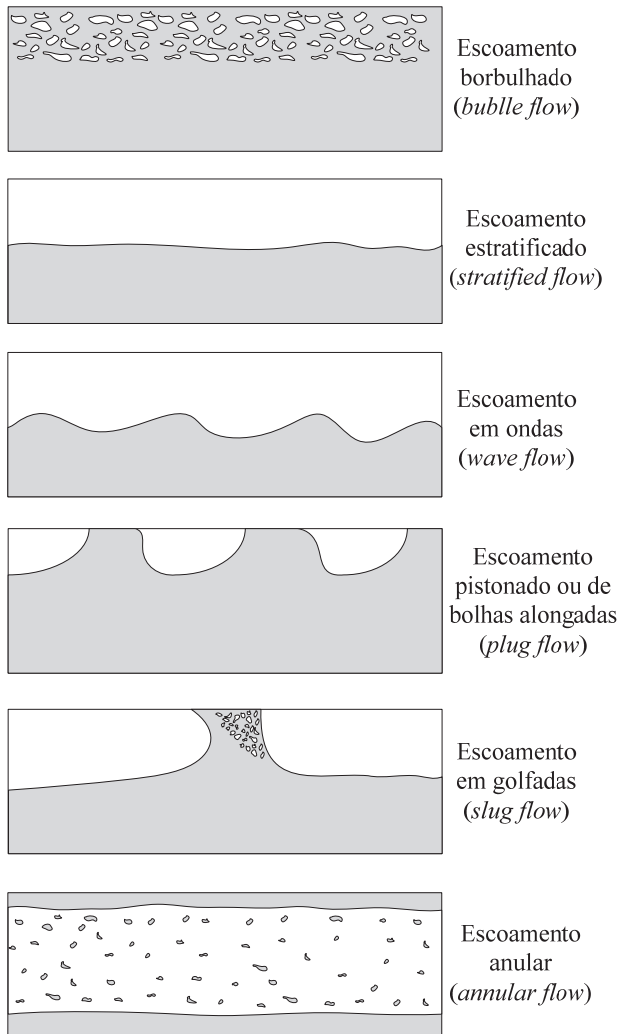


Figura 2.2 – Padrões de escoamento em tubos horizontais. Adaptado de Barnea (1987).

Diversos mapas de regimes de escoamentos foram desenvolvidos para descrever padrões de escoamento bifásicos e suas transições. Provavelmente um dos primeiros mapas propostos na literatura para escoamento em tubos horizontais foi apresentado por Baker (1954). Nos anos seguintes, diferentes mapas de escoamentos em tubos horizontais baseados unicamente em observações experimentais

foram desenvolvidos, sendo o de Mandhane *et al.* (1974) um dos mais reproduzidos e adaptados em outros trabalhos. Um dos trabalhos pioneiros na construção de mapas de padrões de escoamentos bifásicos em tubos horizontais inclinados foi o de Barnea (1987). O primeiro modelo mecanicista proposto para descrever a transição de padrões de escoamento em tubos horizontais foi apresentado por Taitel e Dukler (1977). Embora extremamente úteis do ponto de vista prático, mapas de regime não são completamente adequados para definir todas as características do escoamento, visto que aspectos adicionais, tais como, turbulência, efeitos de entrada hidrodinâmica e propriedades físicas, dentre outros, não são levados em consideração. A Figura 2.3 mostra o mapa de padrões de Mandhane *et al.* (1974), onde as velocidades superficiais das fases líquida e gasosa são representadas na ordenada e abscissa, respectivamente. É importante observar que junto às linhas sólidas apresentadas na Figura 2.3 tem-se uma zona de transição onde os padrões não são bem definidos.

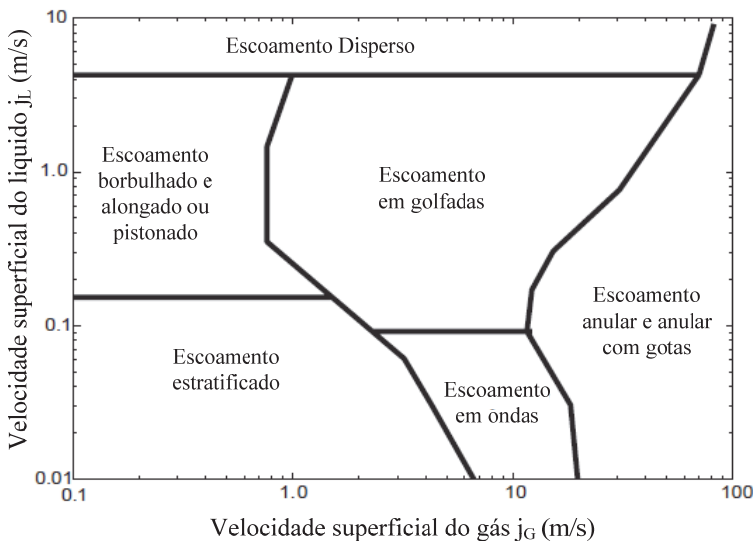


Figura 2.3 – Padrões de escoamento em tubos horizontais. Adaptado de Mandhane *et al.* (1974).

2.1.2. Escoamento no Regime de Golfadas (*Slug Flow*)

No trabalho de Ujang *et al.* (2006) uma série de experimentos foram realizados com o objetivo de estudar o surgimento e a subsequente evolução das golfadas hidrodinâmicas em uma tubulação horizontal. Os experimentos foram realizados à pressão atmosférica, 4,0 e 9,0 bar, e os efeitos das velocidades superficiais de líquido e gás foram investigados. A seção de teste foi de 37 m de comprimento, com um diâmetro interno de 0,078 m. Para estudar o desenvolvimento interfacial, foram feitas medições de estruturas interfaciais em 14 posições ao longo da seção de teste, com dados adquiridos a uma frequência de amostragem de 500 Hz. Foi observado o início de um grande número de golfadas nos primeiros 3 m da seção de ensaio, reduzindo subsequentemente para o valor menores até extremidade do tubo. Esta redução na frequência foi fortemente influenciada pela magnitude das velocidades do gás e do líquido. A frequência do surgimento das golfadas não foi muito afetada quando a pressão do sistema foi alterada de 1 atmosfera, para 4,0 e 9,0 bar. No entanto, a pressão mais elevada atrasou o início do surgimento da golfada, com as instabilidades sendo formadas mais a jusante à medida que a pressão foi aumentada. As distribuições estatísticas dos comprimentos das golfadas e dos intervalos de tempo entre as chegadas das golfadas foram examinadas em detalhe e comparadas com várias distribuições padrão. Isto mostrou que a iniciação da golfada pode ser razoavelmente aproximada como um processo de Poisson não correlacionado com uma distribuição exponencial de tempos de chegada. No entanto, uma vez que as golfadas se apresentam desenvolvidas, existe uma forte correlação entre os intervalos de tempo de chegada, bem como dos comprimentos, sendo estes melhor representados por uma distribuição log-normal.

Segundo Ragab e Brandstaetter (2008), escoamentos em golfadas podem ocorrer por condições hidrodinâmicas ou devido à disposição geométrica do canal por onde escoar a mistura bifásica, sendo estas descritas a seguir:

- Em dutos retos, golfadas podem surgir em condições hidrodinâmicas favoráveis a instabilidades de Kelvin-Helmholtz na interface;
- Em determinadas situações, o regime de golfadas pode ser induzido pelo posicionamento do canal, por exemplo, em dutos

de transporte em terrenos ondulados, poços de petróleo não direcionais ou *risers* usados para elevação da mistura de óleo e gás até plataformas de petróleo.

A Figura 2.4 ilustra a formação de golfadas no interior de tubos em decorrência de efeitos de variação de inclinação com relação à horizontal. Em ambos os casos (a) e (b), a velocidade superficial do gás necessária para gerar golfadas é mais baixa em comparação à velocidade para um tubo horizontal. Isto é explicado pela ação da gravidade, que induz o retorno do líquido, aumenta a altura da interface, reduzindo assim a velocidade *in-situ* do líquido e aumentando a do gás, o que promove a instabilidade da interface e ocasiona a formação de golfadas. No caso (b), a formação de golfadas é acentuada pela variação de inclinação na região do cotovelo.

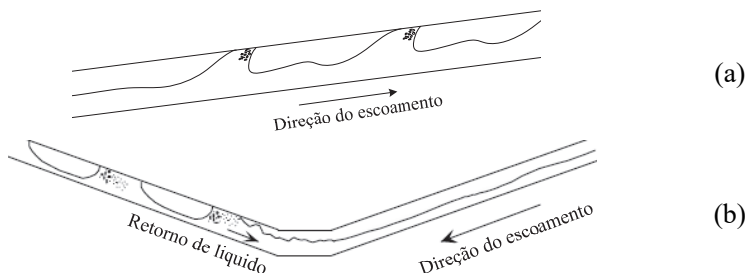


Figura 2.4 – Padrões de escoamento em regimes de golfadas em tubos inclinados e curvados. Adaptado de Al-Safran *et al.* (2005).

A situação mostrada na Figura 2.5, denominada de intermitência severa, (*severe slugging*), é caracterizada por períodos de golfadas mais longas e grandes variações de pressão. Este regime é deflagrado quando o líquido preenche o tubo vertical, dando origem a um grande pistão de líquido na região a jusante, o qual é impulsionado pelo acúmulo de pressão no gás na região inferior. Este fenômeno é comumente encontrado em curvas abruptas em tubulações de petróleo, tais como as que interligam os *risers* conectados à plataforma.

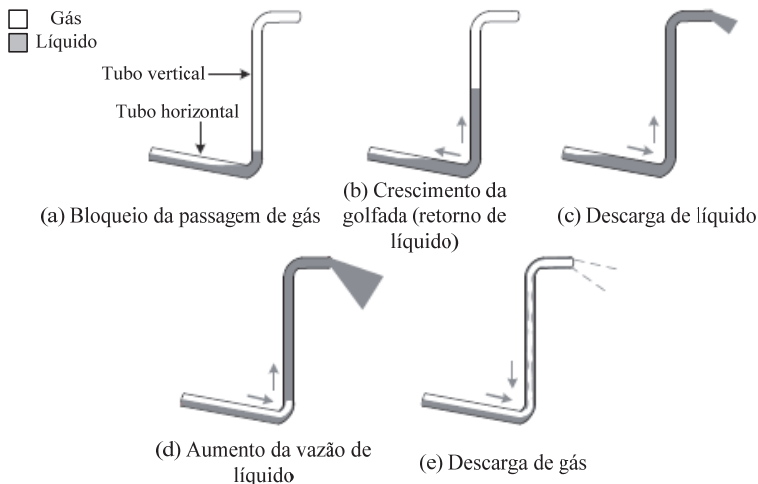


Figura 2.5 – Escoamento crítico em regime de golfadas. Adaptado de Malekzadeh e Reza (2012).

Escoamentos no regime severo de golfadas são responsáveis por problemas em equipamentos de separação e processo, normalmente projetados para operar sobre condições de regime permanente. Por exemplo, um aumento repentino das vazões de líquido ou gás pode causar a inundação de separadores ou pressurização excessiva de válvulas, comprometendo a produção (Mokhatab, 2010). Vibrações mecânicas induzidas pelo escoamento em golfadas podem causar falhas estruturais por fadiga mecânica (Santana e Fetzner, 1993). Desta forma, tem-se que uma predição acurada das características do escoamento no regime severo de golfadas é essencial para um projeto e operação adequados de escoamentos multifásicos nestes sistemas.

2.1.3. Simulação Computacional de Escoamentos Multifásicos

Um sistema multifásico é definido pela presença de duas ou mais fases separadas por uma ou múltiplas interfaces. Um método para descrever esses sistemas é por meio de equações diferenciais locais (conservação da massa, quantidade de movimento e energia) para cada fase, juntamente com o uso de condições de salto da interface (Ishii e Hibiki, 2006). Este método requer o rastreamento da posição das interfaces de forma explícita, sendo bastante empregado para casos onde a posição da interface é bem definida, tais como filmes lisos, bolhas ou

gotas esféricas, solidificação e fusão com interfaces planas ou simétricas, por exemplo.

Para sistemas multifásicos que apresentam interfaces complexas, ou seja, tri-dimensionais, múltiplas e com grandes deformações, não é possível, do ponto de vista prático, a solução local das equações governantes. Desta forma, várias técnicas de promediação podem ser aplicadas para obter propriedades médias (u, v, w e p , entre outras), eliminando a necessidade de especificar explicitamente a posição da interface (flutuações espaciais) e/ou as flutuações temporais das propriedades.

Duas técnicas que utilizam a promedição das equações de conservação da massa, quantidade de movimento, energia, espécies, dentre outros, são comumente usados para descrever o escoamento, sendo estes: Euleriano-Lagrangiano e Euleriano-Euleriano. A abordagem Lagrangiana requer que as variáveis de um elemento particular de um fluido sejam rastreadas através do escoamento, sendo esta metodologia aplicada para casos mais específicos, tais como jatos com particulados sólidos ou gotas de líquido de pequenos diâmetros dispersas, entre outros. Por outro lado, a abordagem Euleriana observa as propriedades do escoamento de um ponto fixo relativo ao ponto de referência, no qual este pode ser estacionário ou dinâmico. A formulação Euleriana apresenta os valores das variáveis de um fluido para um dado ponto (x, y, z), onde, x, y e z são independentes do tempo, sendo esta formulação utilizada no presente trabalho.

Na abordagem Euleriana-Euleriana, uma vez aplicado o processo de médias nas equações governantes, obtém-se um sistema de quatro equações (conservação da massa e quantidade de movimento, caso o problema desconsidere a mudança de fase e seja isotérmico de um componente simples). As equações são acopladas, visto que a interação entre as fases faz com que o campo médio de uma fase seja dependente um do outro. O processo de média resulta num sistema de equações indeterminado, pois não há meios, a priori, para se resolver os termos de interação entre as fases. Essas informações adicionais devem ser fornecidas por meio de equações de fechamento ou constitutivas obtidas de modelos e/ou resultados experimentais. A forma final do sistema de equações recebe o nome de modelo de dois fluidos.

Para problemas envolvendo interfaces de grandes dimensões (superfícies livres), tais como as golfadas (*slugs*) em escoamentos intermitentes, é conveniente que as fases possam ser acompanhadas em separado, o que não é previsto no modelo de dois fluidos. Desta forma, métodos de rastreamento e/ou captura de interface são necessários. A

modelagem numérica precisa do transporte de uma interface, sem o inconveniente da difusão numérica, ainda é uma tarefa desafiadora (Nichita e Thome, 2010). Uma grande variedade de métodos foi desenvolvida nos últimos 40 anos (Horgue *et al.*, 2012). Métodos numéricos para simulação do escoamento de fluidos imiscíveis podem, em geral, ser classificados em duas categorias: (i) rastreamento de interface e (ii) captura de interface, como apresentado em Chen *et al.* (1999) e Hogg *et al.* (2006), sendo esta última categoria de especial interesse no presente trabalho, como será descrito na Seção 2.2.

Ceme e Tiselj (1999) e Cerne *et al.* (2001) foram pioneiros no desenvolvimento de códigos numéricos de modelos híbridos que combinavam o modelo de dois fluidos e métodos de captura de interface, como o método do volume de fluido (VOF). A vantagem de uma abordagem híbrido é simular escoamento dispersos (bolhas e gotas) juntamente com escoamentos de superfície livre. Em ambos os estudos, foram utilizados critérios especiais para a definição da região de transição onde se aplica ou não um método para separar as fases. Estes critérios são derivados da própria função de reconstrução da interface utilizada no método VOF.

Equações de fechamento para descrever a velocidade de deslizamento entre as fases em escoamentos de superfície livre no regime de golfadas, expressas por meio de modelos de força de arraste interfacial, ainda se encontram em estágio de desenvolvimento, como observado em Frank (2005), Vallée *et al.* (2008) e Höhne e Vallée (2010). Comparações entre resultados experimentais e numéricos ainda demonstram uma grande diferença entre o formato e velocidade de deslocamento das ondas interfaciais, bem como a frequência dominante com que estas são geradas. Uma revisão de trabalhos, bem como a formulação para obtenção de força de arraste entre as fases, serão melhor detalhados na Seção 2.3.

Nos últimos anos, o aumento considerável observado no uso de simulações numéricas para o estudo de escoamentos multifásicos reflete a necessidade de melhorar os processos industriais, bem como a compreensão dos mecanismos físicos dominantes.

Atualmente, a maioria dos programas comerciais de simulação numérica de dinâmica dos fluidos computacional (CFD) apresentam modelos dedicados a escoamentos multifásicos. Tais programas têm se mostrado bastante úteis do ponto de vista prático, pois contém esquemas de solução e interpolação numéricos já implementados, permitindo que o usuário se dedique ao desenvolvimento de modelos específicos para

determinados problemas, sem precisar reescrever inúmeras linhas do código.

Certamente, determinados programas apresentam vantagens com relação a outros no que diz respeito à forma de implementação numérica, simplificações adotadas, modelos físicos, métodos de solução, dentre outros. Desta forma, alguns programas são mais indicados para a solução de determinadas classes de problemas (geralmente onde estes têm suas origens), como por exemplo, com a presença de combustão, turbulência, escoamentos rotacionais, de malha móvel, dentre outros.

Neste trabalho, será utilizado o programa ANSYS-FLUENT em virtude de várias vantagens para a modelagem de escoamentos bifásicos, como:

- Método acoplado de solução do campo de pressão e velocidade para ambas as fases do escoamento;
- Diversos modelos de turbulência já implementados e disponíveis para uso, bem como ajustes desses modelos para casos específicos, tais como para problemas onde o número de Reynolds turbulento é baixo;
- Modelos avançados de escoamento multifásicos dedicados a diversos regimes de escoamento, inclusive com três fases presentes;
- Modelos de interação entre as fases disponíveis para serem ajustados e escolhidos de acordo com a necessidade do usuário;
- Manual com descrição detalhada dos modelos disponíveis para uso e com referência bibliográfica para consulta;
- Facilidade de implementação de rotinas externas definidas pelo usuário, com macros pré-definidas para facilitar cálculos de área, volume, normais, gradientes, etc.

Muitos dos artigos que serviram de referência para este trabalho utilizaram o ANSYS-FLUENT para solução numérica das equações governantes. A principal característica desses trabalhos é a proposta de modelos específicos para determinado fenômeno ou problema, não necessitando desta forma desenvolver todo um código para resolver os campos de pressão e velocidades, possibilitando assim um estudo somente do problema em questão.

2.2. MÉTODOS DE CAPTURA DE INTERFACE

Nos métodos de captura de interface, a interface entre dois fluidos é identificada através de uma função indicadora de fase. A posição da interface é dada pela advecção da fração volumétrica da fase em função do campo de velocidades. Três métodos são utilizados para a determinação da posição da fração volumétrica da fase:

- (i) Método *Level Set*;
- (ii) Método de volume dos fluidos (*Volume of Fluid* – VOF)
- (iii) Método acoplado VOF + *Level Set* (CLSVOF)

2.2.1. Método *Level Set*

Apesar deste método ser classificado como de rastreamento de interface (*surface methods*) por diferentes autores (Ubbink, 1997), ele tem por característica principal representar a interface por uma função que não necessita de reconstrução da malha para que pontos nodais coincidam com a interface, ou seja, utiliza apenas informações geométricas da malha, cálculos de curvatura etc. para posicionar um conjunto de pontos que irão rastrear, de forma Lagrangeana, a interface de acordo com o escoamento.

A função *Level Set* é uma função suave (apresenta derivadas e discretização numérica de alta ordem), em que valores positivos e negativos são atribuídos a ambos os fluidos, identificando desta forma as fases do escoamento (Sussman *et al.*, 1994). O valor da função *Level Set* para cada ponto é definido como a menor distância entre o ponto e a interface, ou seja, a interface é definida onde os pontos apresentam um valor zero para a função *Level Set*.

Diversos autores, tais como Sussman e Smereka (1997), Sussman *et al.* (1998) e Yue *et al.* (2003), relatam que as principais vantagens do método *Level Set* consistem na sua fácil implementação, por ser conceitualmente simples, obtendo de forma direta funções úteis, tais como, curvatura e normal da interface, distância de um ponto no fluido até a interface, dentre outras, sendo estas utilizadas em cálculos de tensões superficiais (Brackbill *et al.*, 1992), molhabilidade de parede e transferência de calor. Este método também apresenta bons resultados para coalescência de bolhas e quebra de gotas sem necessidade de maiores cuidados com a implementação numérica, como apresentado em Nagraath *et al.* (2005).

Contudo, o método *Level Set* apresenta algumas desvantagens, dentre elas: (i) formulação não conservativa, demonstrando a

necessidade de uso de algoritmos para reposicionamento (reconstrução) da interface para preservar o balanço de massa (Sussman e Fatemi, 1999), e (ii) necessidade de malhas refinadas devido ao uso de esquemas de alta ordem, aumentando assim o custo computacional (Gibou *et al.*, 2007).

Não foi encontrado nenhum trabalho que abordasse o uso do método *Level Set* para modelos heterogêneos, tais como, modelo de dois fluidos. Isto se deve principalmente pelo fato do método *Level Set* ser aplicado somente para um único campo de velocidades.

2.2.2. Método do Volume de Fluido (VOF)

O método de volume dos fluidos é caracterizado por uma função de transporte advectivo da fração volumétrica da fase em uso conjunto com uma metodologia de reconstrução da interface, sendo esta metodologia conservativa. A reconstrução da interface é dada pelo valor da função denominada, função de *cor* (Hirt e Nichols, 1981), em função das primeiras aplicações para tratamento de imagem em que estas funções foram utilizadas. Contudo, diferentes métodos foram desenvolvidos para captura de interface, sendo estes descritos e organizados por ordem cronológica a seguir.

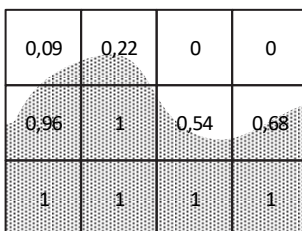
a) Partículas do fluido: Nos métodos de marcadores e células (*marker and cell* – MAC) desenvolvidos por Harlow e Welch (1965), partículas de marcação, sem massa, são distribuídas sobre o volume ocupado pelo fluido, identificando sua posição no domínio onde a interface é representada por uma superfície livre. As células sem pontos marcados são consideradas vazias e a célula com pontos ao lado das células vazias contém segmento de interface.

Daly (1967) estendeu o método MAC para o cálculo de dois fluidos separados por uma interface em um mesmo domínio. Inicialmente, as partículas de marcação são classificadas de acordo com o fluido representado. A associação das partículas com o fluido de cada fase, prossegue até o fim do cálculo do passo de tempo até a próxima atualização do campo de velocidades. Neste método, as partículas de marcação não são apenas usadas para distinguir os dois fluidos, mas também para os cálculos de densidade e viscosidade da mistura em cada célula. Refinamentos e extensões deste método foram propostos por Harlow *et al.* (1976).

O método MAC é atrativo porque pode tratar de fenômenos complexos, como quebra de ondas, sendo facilmente estendido para

problemas tridimensionais. Contudo, em casos tridimensionais, o método apresenta uma desvantagem devido ao aumento significativo do custo computacional, dada a necessidade de movimentar um grande número de partículas, sendo que as coordenadas e propriedades de cada partícula precisam ser armazenadas na memória.

b) Frações volumétricas: O método de fração volumétrica resolve uma equação de transporte para um escalar de maneira Euleriana, satisfazendo leis de conservação para a fração volumétrica em cada célula da malha. Contudo, este método também possui dificuldades, uma vez que esquemas de diferenciação convectivos (por exemplo, *upwind*) precisam ser utilizados para garantir valores de fração volumétrica entre zero e um, o que implica na suavização do perfil degrau na interface, em função de difusão numérica. A Figura 2.6 mostra o valor da fração volumétrica assumida pela célula, sendo esta variando de zero a um, conforme a fase presente.



0,09	0,22	0	0
0,96	1	0,54	0,68
1	1	1	1

Figura 2.6 – Frações volumétricas em uma malha discreta. Adaptado de Ubbink (1997).

Dado que a interface é reconstruída em cada passo de tempo a partir de um valor conhecido de uma função de indicação, métodos de captura de interface são capazes de lidar com grandes deformações e alongamentos da interface. Consequentemente, esses métodos podem ser usados para modelar processos de quebras e coalescência (Chen *et al.*, 1999).

Várias técnicas têm sido propostas para a reconstrução e advecção de uma interface bem definida. Essas técnicas são baseadas em abordagens algébricas ou geométricas, descritas a seguir.

a. Abordagem algébrica: Na abordagem algébrica, a equação de transporte advectivo do escalar fração volumétrica é discretizada para valores da variável no centro das faces de tal forma que se preserve a posição da interface (Ubbink, 1997). Alguns desses métodos levam a orientação da interface em conta enquanto calculam a

magnitude da fração volumétrica movida através da face do volume computacional. Tal esquema é denominado doador-receptor (*donnor-acceptor*) (Hogg *et al.*, 2006), como apresentado na Figura 2.7. A ideia básica da formulação doador-receptor é usar o valor da fração volumétrica da célula receptora para prever o nível de fração volumétrica transportada pela interface desta célula, durante o passo de tempo. Contudo, a abordagem algébrica apresenta o problema de não possuir uma fronteira (interface) definida, em que valores de fração volumétrica inicialmente apresentados pelas células vizinhas sejam necessariamente conservados durante a advecção da interface. Isto pode levar a valores de frações volumétricas acima de um ou abaixo de zero. Este problema foi posteriormente corrigido por métodos de discretização de primeira e segunda ordem, que levavam em consideração informações da interface (Rudman, 1997). A advecção da interface sem difusão, dispersão ou “enrugamento” devido a aproximações numéricas é uma das principais dificuldades dos métodos algébricos. Entretanto, esta abordagem apresenta boa estabilidade e convergência numérica, sendo amplamente empregada em diversos códigos computacionais comerciais de CFD.

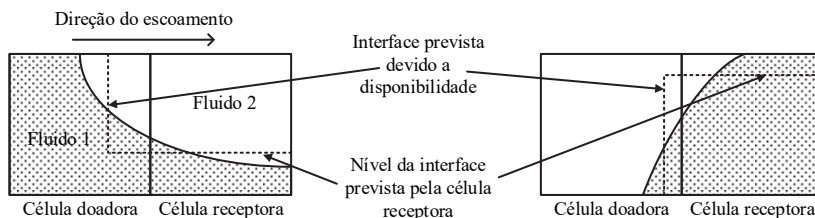


Figura 2.7 – Representação esquemática do método *donnor-acceptor* configurado na célula. Adaptado de Ubbink (1997).

b. Abordagem geométrica: Nesta abordagem, a interface é representada por uma série de linhas retas segmentadas conectadas nas laterais das células dos volumes de controle a fim de delimitar a fronteira entre as fases presentes no escoamento. A interface pode ser aproximada por uma linha inclinada ou um polinômio (conjunto de linhas), que divide a célula computacional em duas partes contendo o volume calculado (fração volumétrica) de cada fluido. Duas categorias deste método são apresentadas a seguir.

i. SLIC (Simple Line Interface Calculation): O método SLIC consiste em delimitar a interface (fronteira entre as fases)

de uma célula através do uso de linhas paralelas aos eixos de coordenadas (Rudman, 1997), como mostrado na Figura 2.11. Contudo, ao longo dos anos diversas melhorias foram sendo implementadas, sendo estas apresentadas na Figura 2.9. No trabalho de Chorin (1980), linhas horizontais e verticais foram adotadas em um mesmo volume de controle, bem como um novo método de reconstrução da interface a fim de minimizar a instabilidade numérica. No trabalho de Ashgriz e Poo (1991), foram utilizadas linhas segmentadas inclinadas para a descrição da interface cujo posicionamento foi dado por uma função implícita de reconstrução da interface, em conjunto com o método de advecção FLAIR (*Flux Line Segment for Advection and Interface Reconstruction*). O método FLAIR foi a base para que novos métodos de interface surgissem, como descrito a seguir.

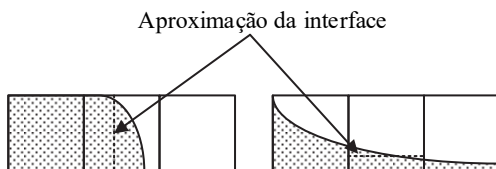


Figura 2.8 – Aproximação da interface do centro da célula pelo método SLIC. Adaptado de Ubbink (1997).

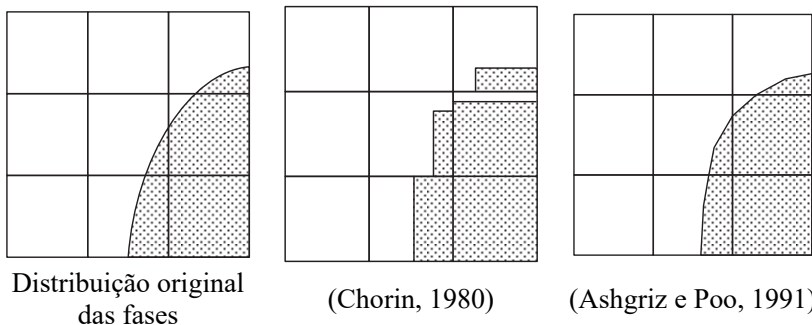
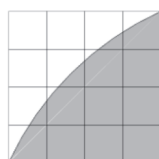


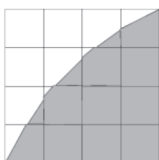
Figura 2.9 – Comparação dos diferentes técnicas para prever a distribuição de fluido nas células. Adaptado de Ubbink (1997).

ii. **PLIC (*Piecewise Linear Interface Calculation*)**: O método PLIC (Rider e Kothe, 1998) se baseia na aproximação da interface por linhas retas segmentadas, conectadas entre si, que coincidem sobre as faces dos volumes de controle. Estas linhas podem apresentar um ou mais segmentos em uma mesma célula, a fim de minimizar efeitos de gradientes de fração volumétrica. Neste método,

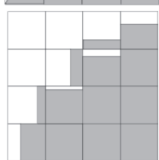
a interface é reconstruída por um série de regras pré-definidas (cálculos de curvaturas e normais na interface), baseadas no valor da função de transporte, e resolvidas de forma explícita e conservativa (campo de velocidades resolvidos da interação anterior), como descrito em Rudman (1997). O desenvolvimento do método PLIC se deveu, principalmente, em resposta a problemas de sobreposição e difusão da interface observados no método SLIC. Soma-se a isto a grande complexidade dos cálculos geométricos da interface e a dificuldade de se obter uma boa estabilidade numérica, já que a advecção da interface é resolvida de forma implícita no método SLIC (Menon (2011)). A Figura 2.10 apresenta um esquema de posicionamento da interface para os métodos PLIC e *doador-receptor*.



(a) Forma da interface real



(b) Forma da interface representada pelo esquema de reconstrução geométrico *piecewise*-linear (PLIC)



(c) Forma da interface representada pelo esquema doador-receptor

Figura 2.10 – Métodos de reconstrução de interface.

No método PLIC, a reconstrução da interface é dividida em duas etapas: (i) estimativa do vetor normal, (ii) cálculo da fração volumétrica baseado na posição da interface. A estimativa dos vetores normais pode ser realizada por um esquema de primeira ordem usando uma matriz de nove pontos, como apresentado no trabalho de Rudman (1997). No método VOF, as frações volumétricas são atualizadas pela advecção da interface reconstruída, usando as velocidades locais para obter uma aproximação do movimento da interface.

A principal dificuldade do método PLIC é que a geometria das células (forma dos volumes de controle) é implicitamente usada na reconstrução da interface. Desta forma, a extensão deste método para

problemas tridimensionais, com geometrias complexas, se torna um problema difícil de ser implementado (Scardovelli e Zaleski, 2000). Para lidar com essas dificuldades oriundas de problemas tridimensionais, Scardovelli e Zaleski (2000) introduziram uma relação analítica entre a posição da interface e a fração volumétrica em um domínio unitário normalizado. No trabalho de Kumar (2009), esta relação analítica foi estendida e re-derivada para que pudesse ser implementada no método VOF (PLIC). Dois tipos de problemas foram utilizados para descrever o método de reconstrução da interface, ou seja, o problema inverso e problema direto. O problema direto é utilizado para encontrar a fração volumétrica da célula, após a reconstrução da interface. E no problema inverso, a posição da interface é obtida usando valores da equação de transporte advectivo da interface e direções normais.

Tang e Wrobel (2005) apresentaram um método de captura de interface implementado no ANSYS-FLUENT para o estudo de desprendimento de gotas em escoamento estratificados onde os fluidos foram ar e metal líquido. O método PLIC foi utilizado em conjunto com modelos para de tensão superficial cuja finalidade foi de reproduzir de melhor maneira possível os formatos das gotas geradas no desprendimento do filme de líquido. Os resultados de tensão cisalhante obtidos na interface líquido-gás, bem como o formato das gotas após seu desprendimento do líquido estratificado apresentaram boa concordância (qualitativa) com os resultados experimentais, visto a dificuldade de obtenção de medidas em metais líquidos.

Taha e Cui (2006) e Taha *et al.* (2006) apresentam trabalhos em que métodos algébricos e geométricos de captura de interface foram utilizados no FLUENT para o estudo do escoamento no regime de golfadas em tubos verticais. Foram utilizados óleo de silicone e ar como fluidos de trabalho. Em ambos os trabalhos, os resultados numéricos apresentaram boa concordância com a literatura, no tocante ao formato das bolhas e ao campo de velocidades ao redor destas. Contudo, quando o método PLIC foi utilizado, este demonstrou o surgimento de uma esteira assimétrica com formação de instabilidades e com o aparecimento de vórtices turbulentos, sendo que o mesmo fenômeno não foi observado na literatura.

2.2.3. Método CLSVOF

Em comparações com dados experimentais, os primeiros modelos baseados no método VOF geravam resultados não realistas decorrentes da reconstrução da interface e de esquemas de discretização

para reduzir a difusão numérica da interface. Para corrigir o problema Sussman e Puckett (2000) propuseram o método CLSVOF, que combina as vantagens do método VOF com o método *Level Set*. A principal vantagem do método *Level Set* é levar em consideração propriedades geométricas robustas, como normais e curvaturas para o cálculo da reconstrução da interface. Contudo, este tende a perda massa o que é fisicamente incorreto. Por outro lado, o método VOF é conservativo. Entretanto, cálculos de curvatura e normais da interface não são precisos. Em problemas de quebra de gotas com a formação de um “pescoço”, o método faz um tratamento automático de correção da topologia da interface, coalescendo ou promovendo a formação de quebras das gotas.

No âmbito de aplicações industriais, um trabalho que apresentou significativa contribuição para captura da interface líquido-gás foi o de Ménard *et al.* (2007), que introduziu o uso do método do fluido “fantasma” (*ghost method*) juntamente com o CLSVOF para a descrição de um jato de líquido em um meio gasoso. Este problema possui uma interface com inúmeras quebras de grandes estruturas em estruturas menores, possibilitando ao método um teste rigoroso de suas habilidades em capturar efeitos de quebra e coalescência sem grandes efeitos de difusão da interface. A Figura 2.11 mostra a quebra de um jato uniforme segundo Ménard *et al.* (2007), que relataram uma boa concordância com dados experimentais.

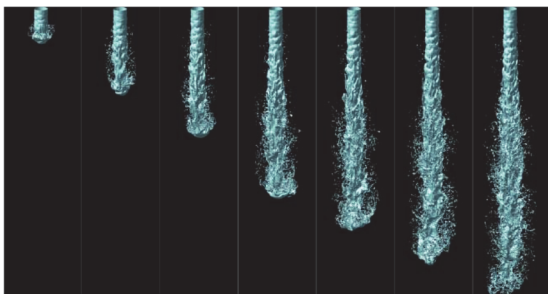


Figura 2.11 – Jato de líquido no gás com formação de gotas e demais estruturas.
Retirado de Ménard *et al.* (2007).

Em casos em que são importantes os efeitos de tensão interfacial, como o contato de um líquido com uma parede ou a coalescência de pequenas bolhas, o método CLSVOF apresentava dificuldades em representar com fidelidade a curvatura da interface junto à parede. Para contornar este problema, Shepel e Smith (2009)

propuseram uma função de correção de curvatura da interface, calculando corretamente a força de tensão superficial na interface líquido-gás. Dois métodos foram implementados, sendo que as forças de tensão superficial resultantes destes métodos são observadas na Figura 2.12. É importante notar que o método A é o tradicionalmente usado nos métodos CLSVOF denominado CSF (*continnum surface force*) enquanto o método B é o denominado CSS (*continnum surface stress*). Em casos em que foi testada a coalescência de gotas de óleo em gravidade zero, obteve-se um melhor resultado para o método B com $\alpha = 20^\circ$, sendo que na formação de filme, o método A demonstrou ser de difícil convergência com necessidade de um grande refino de malha.

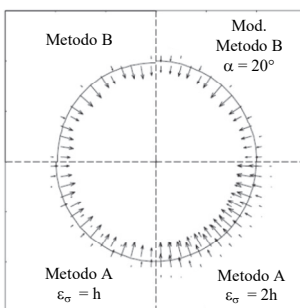


Figura 2.12 – Diferentes perfis de curvatura em função da correção adotada para estas. Adaptado de (Shepel e Smith, 2008).

Outro trabalho relevante foi realizado por Albadawi *et al.* (2012). Uma bolha de ar foi injetada na porção inferior de um reservatório de líquido, situação em que a tensão superficial tem forte influência na formação da bolha. A velocidade de entrada de gás foi suficientemente pequena para garantir que o crescimento da bolha fosse quase estático e que a tensão superficial e forças de empuxo fossem dominantes. Dois métodos de reconstrução e captura de interface foram utilizados para o esquema VOF e CLSVOF, sendo eles o compressivo (esquema *doador-receptor* com método de compressão da difusão da interface) e o de reconstrução geométrica (*Geo-Reconstruct*), que utiliza o método PLIC para captura da interface. Como o método *Level Set* já possui um esquema de reconstrução da interface, este não necessita de esquemas adicionais. O volume e o centro de gravidade da bolha foram investigados durante o seu crescimento usando três diferentes métodos de reconstrução da interface. Os resultados numéricos foram comparados com dados experimentais. Os resultados demonstraram que a

reconstrução da interface usando o método *Level Set* obteve uma melhor comparação com dados experimentais. No método VOF (esquema compressivo), o desprendimento da bolha ocorreu muito antes do tempo, resultando em um volume menor da bolha desprendida. O método CLSVOF com esquema de reconstrução geométrico foi o de maior custo computacional e apresentou uma oscilação da bolha durante o desprendimento. É importante ressaltar que o método *Level Set* puro não é conservativo e que o método CLSVOF/*Geo-Reconstruct*, mesmo apresentando oscilações, obteve um tamanho de bolha e tempo de desprendimentos adequados quando comparado com dados experimentais.

2.2.4. Esquemas de Discretização Numérica dos Métodos de Captura de Interface

Ubbink e Issa (1999) propuseram um esquema para a advecção da interface denominado esquema compressivo de captura de interface para malhas arbitrárias (*Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes* – CICSAM). Este esquema combina dois outros esquemas de discretização espacial e reconstrução da interface descritos em (Leonard, 1991). Em escoamentos em que a interface assume a forma de uma bolha, o método CICSAM impõe um limite definido pelo número de *Courant* (por ex., na direção x) onde $C_r = |u| \delta_t / \delta_x$, onde u , δt e δx são a magnitude de velocidade na direção x , o passo de tempo e o comprimento característico do volume de controle. Este foi um dos primeiros métodos a apresentar resultados com boa concordância com dados experimentais, porém ainda com o problema da difusão da interface.

Além das dificuldades dos métodos numéricos de captura de interface mencionados anteriormente, Horgue *et al.* (2012) estudaram os efeitos sobre a convergência, estabilidade numérica e precisão em relação a diferentes esquemas de discretização empregados pelo método VOF, implementados no ANSYS-FLUENT. Filmes de líquido horizontais e verticais descendentes foram objetos de estudo. Quatro esquemas numéricos foram comparados: QUICK (Leonard, 1990), HRIC, CICSAM (Ubbink e Issa, 1999), *Geo-Reconstruct* (Garimella et al., 2005), sendo que este último utiliza o método PLIC de reconstrução de interface, bem como esquemas explícitos dependentes do tempo para sua reconstrução. O esquema QUICK é baseado na média ponderada de 2ª ordem com esquemas de interpolação *upwind* e diferenças centrais. HRIC e CICSAM são esquemas compressivos de alta resolução, sendo o

HRIC independente do número de Courant local e o CICSAM com número de Courant local sempre igual a 0,5. O método *Geo-Reconstruct* é baseado na reconstrução da interface e apresenta uma solução da interface sempre mais compressiva e com pouca difusão. Nos problemas de filme de líquido descendente, observou-se que os métodos *Geo-Reconstruct* e CICSAM apresentaram uma grande geração de correntes espúrias à medida que a compressão aumentava em função da diminuição do número de Courant. O esquema que apresentou maior difusão da interface foi o QUICK, sendo que para o método HRIC a interface se apresentou bastante comprimida, muito semelhante à do método *Geo-Reconstruct*.

Também no trabalho de Horgue *et al.* (2012), foi realizada uma comparação com casos da literatura da formação de bolhas de Taylor em micro canais, sendo que o método HRIC foi o único que apresentou uma boa comparação com casos experimentais. Diferentes conclusões foram retiradas neste trabalho: (i) malhas irregulares têm pequena influência sobre os resultados, sendo que para a captura do filme de líquido são necessárias pelos menos duas células; (ii) o número de Courant deve ser suficientemente pequeno para calcular corretamente a correção da pressão e amenizar o surgimento de correntes espúrias próximo a interface; (iii) o uso de esquemas mais compressivos induzem a erros numéricos e não representam uma boa escolha para simulação de filmes de líquido. Contudo, é importante salientar que neste artigo não foi contemplado o uso do método CLSVOF para correção da difusão na interface. Além disso, o método *Compressive* não foi testado no trabalho, uma vez que este só foi disponibilizado recentemente no ANSYS-FLUENT.

Seo (2014) apresentou um resumo de diversas simulações de escoamentos multifásicos, dando ênfase em problemas de superfície livre. Dentre os resultados apresentados, se destaca um estudo sobre diferentes esquemas de discretização numéricos utilizados para avaliar a estabilidade e precisão da captura da interface líquido-gás. Diferentes formatos de líquido foram colocados em um meio quiescente estacionário, sem forças de corpo, a fim de detectar o surgimento de correntes espúrias e flutuações do campo de pressão incorretas. A Figura 2.13 mostra os diferentes esquemas estudados. Dos esquemas de discretização, o *Geo-Reconstruct* foi o que apresentou melhor resultado. Contudo, este método necessita de grandes refinamentos de malha e pequenos passos de tempo para que não ocorra a divergência numérica. Entretanto, o esquema implícito *Compressive*, que utiliza uma mescla entre esquemas de primeira e segunda ordem, ponderado por um fator β ,

utilizando uma discretização no tempo de segunda ordem, se mostrou uma alternativa viável a esquemas explícitos por ser menos dispendioso do ponto de vista computacional, já que não requer refinamentos temporal e espacial muito grandes.

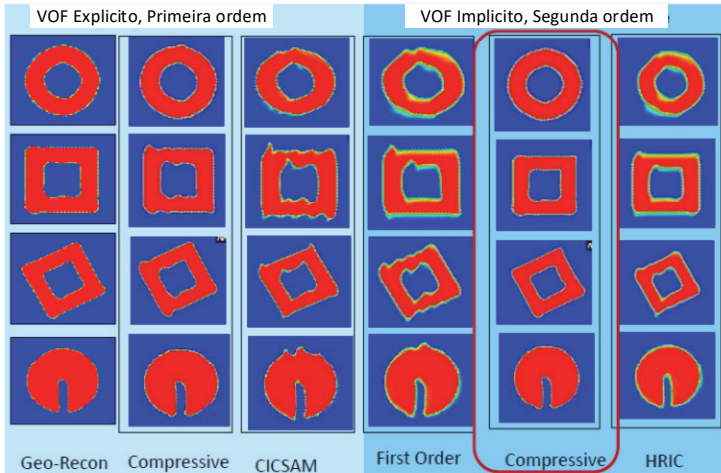


Figura 2.13 – Esquemas de discretização do método VOF. Adaptado de Seo (2014)

Outros métodos de captura e reconstrução de interface têm surgido nos últimos anos, sendo os mais promissores aqueles fundamentados na fenomenologia física da interface. Nesta seção, foram apresentados os trabalhos mais relevantes nesta área. Contudo, o problema ainda está longe de ser resolvido. Assim como a turbulência, fenômenos de interface ainda não são totalmente compreendidos e trabalhos experimentais são de grande importância para aumentar a compreensão a seu respeito.

Dentre os métodos de captura de interface revisados neste trabalho, dois deles se apresentam para utilização no ANSYS-FLUENT, sendo eles: (i) VOF-PLIC e (ii) VOF-DA (*Doador-Receptor*). Para o método VOF-DA há três esquemas de discretização numérica que podem ser utilizados, a saber, CICSAM, HRIC e *Compressive*. Para o método Geométrico, o esquema de discretização numérica apresentado no manual do ANSYS-FLUENT é o de reconstrução da interface em conjunto com método de cálculo de curvatura, normal e reposicionamento da interface, uma vez determinadas as frações volumétricas. A Figura 2.14 apresenta um resumo dos métodos de captura de interface revisados nesta seção. As linhas tracejadas são os

métodos e esquemas de discretização que podem ser utilizados no ANSYS-FLUENT.

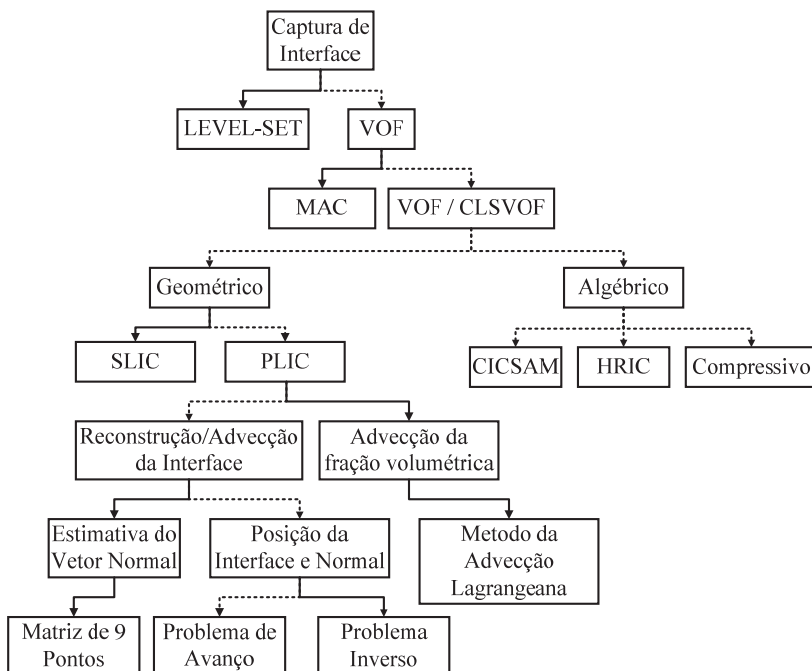


Figura 2.14 – Métodos e esquemas de discretização para captura de interface.

2.3. ESCOAMENTOS NO PADRÃO DE GOLFADAS

Mouza *et al.* (2001) foram um dos primeiros autores a comparar resultados numéricos obtidos em um código comercial (ANSYS-CFX) com dados experimentais para escoamentos estratificados e em ondas. Em seu estudo, o gás e a água foram colocados em domínios separados e as velocidades e tensões cisalhante foram compartilhadas através de um termo fonte adicionado na interface correspondente para cada fase. O trabalho numérico de Frank (2005) foi um dos primeiros sobre o regime de golfadas tridimensional usando códigos comerciais (ANSYS-CFX). Neste trabalho, foi realizado um estudo em um duto circular horizontal, onde pela primeira vez foi proposta uma equação de correção para força de arraste na interface para escoamentos no regime de golfadas. Este trabalho também foi importante no aspecto de modelagem da turbulência, uma vez que foi proposta uma nova equação

de correção da produção turbulenta na interface líquido-gás em função das grandes deformações do escoamento nessa região, denominada como função de amortecimento. Entretanto, o trabalho apresentou problemas com a inicialização da formação da crista da golfada, visto que esta depende diretamente de formação de instabilidades na interface líquido-gás. Para corrigir este problema, uma função senoidal foi inserida na condição de contorno responsável por alterar a coluna de líquido num curto instante de tempo, promovendo assim o surgimento da golfada. Também foi observada uma diferença significativa na estrutura da golfada, visto que no caso numérico esta se apresentou maior que nos experimentos realizados. Em resumo, sobre este trabalho, observa-se a dificuldade que modelos numéricos têm de prever a inicialização de golfadas, visto a aleatoriedade do fenômeno em questão.

Ghorai e Nigam (2006) realizaram um trabalho baseado no modelo de dois fluidos, utilizando o código comercial ANSYS-FLUENT, para descrever o comportamento das duas fases no escoamento. Os autores efetuaram inúmeros experimentos, bem como simulações numéricas variando a velocidade do gás entre 1,2 e 12,5 m/s e a velocidade do líquido entre 0,0066 e 0,1 m/s, em uma tubulação horizontal em que o líquido foi inicialmente colocado na porção inferior do tubo e o gás na superior, esperando que diversos padrões de escoamento se desenvolvessem. Para a reconstrução da interface, foi utilizado o esquema PLIC. Foram usados modelos de turbulência $k - \varepsilon$ independentes para ambas as fases. Baseado nos resultados numéricos, foi proposta por Ghorai e Nigam (2006) uma nova correlação para o fator de atrito interfacial líquido-gás (f_i), sendo que a expressão desta nova correlação foi ajustada em função da razão entre as velocidades do gás e líquido, para o escoamento no padrão ondulado. Observou-se uma boa concordância entre os resultados numéricos e dados experimentais retirados da literatura.

Outro trabalho com significativa contribuição para a literatura foi o de Perez (2007). Neste trabalho, foram estudados os efeitos da inclinação da tubulação (0 a 90°) sobre o escoamento em golfadas, para dois diâmetros de 37 e 68 mm. Numa primeira etapa, foi realizado um trabalho experimental em que transdutores de pressão e de fração de vazio foram instalados ao longo da tubulação reta para obtenção da função densidade de probabilidade e densidade espectral de potência para da fração de vazio, velocidade de deslocamento da golfada, perda de carga e tamanho da crista da golfada. É importante ressaltar o cuidado com a validação das medições realizadas neste trabalho, onde o transdutor capacitivo não-intrusivo para medição de fração de vazio foi

calibrado com um transdutor resistivo, introduzido no escoamento. Os transdutores de pressão foram calibrados com manômetros de alta precisão. Contudo, o mesmo cuidado na obtenção dos dados experimentais não foi observado na simulação numérica, uma vez que pouco foi relatado sobre problemas de força na interface e efeitos de turbulência. Efeitos de difusão da interface líquido-gás na simulação numérica foram observados para diferentes situações mostradas, mas pouco se discutiu acerca de métodos de captura de interface. Outro problema observado foi a baixa qualidade das imagens obtidas para a comparação com as simulações numéricas. Porém, como os dados dos transdutores foram criteriosamente obtidos, estes suprimiram a deficiência da comparação visual da interface. Boas comparações foram realizadas para a densidade de probabilidade de fração de vazio e variação de pressão, sendo que as maiores diferenças observadas foram para a velocidade de deslocamento da bolha e densidade espectral de potência para as frequências de formação de golfadas. Em suma, este trabalho forneceu diversas informações a respeito de problemas de medição de escoamentos multifásicos no que tange a regimes de escoamentos de golfadas.

O trabalho de Vallée *et al.* (2008) foi um dos primeiros a combinar técnicas experimentais e numéricas (CFD) voltados exclusivamente para o estudo de inicialização da formação da golfada, rastreamento e visualização detalhada da interface líquido-gás. Foi construída uma bancada experimental com uma seção de teste retangular transparente onde uma condição de vazão prescrita de gás e água foi imposta para obtenção do padrão de golfadas. Numa primeira etapa, foi construída uma bancada cuja condição de entrada de líquido e gás era muito difícil de ser reproduzida numericamente, inviabilizando a comparação entre dados experimentais e numéricos. Contudo, resultados de PIV (*particle image velocimetry*) foram retirados nesta primeira etapa demonstrando um fenômeno de recirculação na crista da golfada importante para comparações futuras. Na segunda etapa, foi feita uma bancada com condição de entrada controlada, em que líquido e gás foram inseridos separados por uma chapa fina e com diversas telas de aço para obtenção de um perfil uniforme de velocidade na condição de entrada. Um mapa de padrões de escoamento foi levantado, apresentando boa comparação com a literatura. No trabalho de Vallée *et al.* (2008), foi implementada uma nova função de amortecimento da turbulência. Contudo, nada foi citado em relação a modelos de transferência de quantidade de movimento na interface (força de arraste). Neste trabalho também não foi feita nenhuma análise de

frequência de desprendimento de golfada e densidade de probabilidade de fração de vazio e de níveis de variação da pressão. Apesar disso, devido à boa visualização do escoamento, observa-se que na simulação numérica a instabilidade inicia-se mais a jusante do que a obtida experimentalmente, não sendo possível observar ondulações na superfície da interface, como apresentado no caso experimental.

Carlson *et al.* (2008) realizaram uma comparação entre dois códigos comerciais de CFD, ANSYS-FLUENT e TransAT, para estudar a formação de bolhas de Taylor em micro canais. Cada código utilizou esquemas de captura de interface e métodos de discretização numérica próprios. No ANSYS-FLUENT, foi utilizado o método VOF e, no TransAT, o *Level Set* para captura de interface. Dois problemas inerentes ao método VOF foram observados nos resultados, sendo eles (i) a dificuldade da quebra da interface na formação de bolhas e na suavização de gradientes de velocidade decorrentes do método de reconstrução da interface (médias aritméticas das propriedades termofísicas na interface) e (ii) a discretização implícita (CICSAM). É importante ressaltar que, recentemente, melhorias foram introduzidas no código ANSYS-FLUENT, como métodos explícitos de captura de interface (*GEO-Reconstruct*) e métodos de cálculo utilizando médias harmônica de propriedades termofísicas na interface. Outras melhorias, tais como discretização de segunda ordem do termo temporal, novos modelos para o cálculo da tensão superficial e métodos híbridos de captura de interface, tais como CLSVOF, também já se encontram disponíveis. Trabalhos como o de Nichita e Thome (2010) mostram a importância do uso de métodos híbridos (CLSVOF) onde efeitos de tensão superficial atuam no formato da interface.

Utilizando os dados experimentais obtidos de Vallée *et al.* (2008), Höhne e Vallée (2010) apresentaram uma nova comparação entre resultados experimentais e numéricos na tentativa de modelar com maior fidelidade escoamentos no regime de golfadas por meio de simulações tridimensionais do escoamento multifásico. Os autores apresentaram um modelo para o cálculo da força de arraste na interface que utiliza uma função de mistura cuja função é ponderar a intensidade no qual três coeficientes de arraste são utilizados. A ponderação é feita através de uma análise das frações de vazio, diâmetro limite das bolhas e gotas e densidade das fases. Os coeficientes para as bolhas e gotas são constantes com o valor de 0,44 e, para a superfície livre, foi utilizada uma correlação que avalia no passo de tempo anterior a variação da velocidade normal à interface, tanto no lado do gás como no lado do líquido. Em outras palavras, este modelo calcula a variação da

velocidade normal à interface, nas duas fases, e usa essa informação para obter um coeficiente de arraste entre as fases a partir do campo de velocidades obtido do passo de tempo anterior. O trabalho de Höhne e Vallée (2010) também utiliza uma função de amortecimento da turbulência na interface. A comparação dos resultados foi melhor do que aquela obtida por Vallée *et al.* (2008), podendo ser observado o surgimento de ondas na interface responsáveis pelo surgimento das instabilidades e, posteriormente, a crista da onda que vem a gerar a golfada. Contudo, outros problemas foram relatados, dentre eles, (i) o surgimento da golfada a quase três metros da região da entrada, enquanto que no experimento foi de aproximadamente a um metro da entrada, (ii) o comprimento da golfada no caso numérico é muito superior àquele obtido experimentalmente, e (iii) no caso numérico não há pequenas instabilidades na esteira da crista da onda, diferentemente do que foi observado experimentalmente.

Nos artigos analisados até este ponto, foram observadas uma concordância razoável entre resultados de simulações numéricas e dados experimentais, de acordo com o que foi o proposto nos estudos. No entanto, nestes trabalhos foram observadas algumas restrições quanto à modelagem completa dos fenômenos de interface em escoamentos de superfície livre, tais como ausência ou uso de modelos não condizentes com a fenomenologia para prever forças de interface e geração de instabilidades no escoamento. No estudo da Höhne e Mehlhoop (2014), foi apresentada uma descrição completa dos modelos para uma previsão correta das forças de interface, modelo sub-malha de instabilidade turbulenta e amortecimento da turbulência na interface. Em decorrência da grande diferença de velocidades entre as fases presentes no escoamento, foram utilizados os modelos de dois fluidos juntamente com o método do volume de fluidos (VOF), sendo que as equações para a modelagem da turbulência foram resolvidas em separado para cada fase presente no escoamento. O modelo algébrico de densidade de área interfacial (AIAD - *Algebraic Interfacial Area Density*) para a descrição das forças interfaciais também foi utilizado. A expressão abaixo apresenta a equação utilizada para o cálculo da força de arraste utilizada no modelo AIAD,

$$|F_D| = C_D A \frac{1}{2} \rho |U|^2 \quad (2.1)$$

onde,

$$A = f_{FS} A_{FS} + f_D A_D + f_B A_B \quad (2.2)$$

e

$$C_D = f_{FS}C_{D,FS} + f_D C_{D,D} + f_B C_{D,B} \quad (2.3)$$

Nas equações acima, C_D é o coeficiente de arraste, A a densidade de área interfacial, ρ a densidade da mistura calculada por uma média harmônica e U a diferença de velocidade entre as fases. Quando $f_{FS} \rightarrow 1$ na região de superfície livre, automaticamente f_D e $f_B \rightarrow 0$. O modelo AIAD usa os seguintes coeficientes de arraste, $C_{D,D}$ e $C_{D,B} = 0,44$ para bolhas e gotas e, para superfície livre, $C_{D,FS} = 2(\alpha_L \tau_{W,L} + \alpha_G \tau_{W,G})/\rho|U^2|$. A densidade de área interfacial para a região de superfície livre foi modelada como $A_{FS} = \|\nabla\alpha\|$. Para escoamentos de bolhas e gotas monodispersas, a densidade de área interfacial é dada por $A = 6\alpha/d$. Este modelo permite o uso de diferentes modelos físicos dependendo da morfologia local do escoamento (bolhas, estratificado, etc.) dentro de uma estrutura macroscópica complexa. Para a captura das instabilidades responsáveis pela geração de pequenas ondas, foi proposta a adição de um termo de produção turbulenta para capturar efeitos de instabilidades de sub-malha baseado no trabalho de Brocchini e Peregrine (2001). Este termo, $P_{k,SWT}$, foi incluído na equação da energia cinética turbulenta como um termo fonte adicional. Também foi utilizado um modelo para amortecimento da turbulência (Egorov, 2004) junto à interface a fim de reduzir efeitos de sobre produção turbulenta nesta região. Em comparações realizadas para um escoamento estratificado, foi observada uma boa concordância dos resultados numéricos quando comparados perfis de velocidades obtidos experimentalmente por Fabre *et al.* (1987) para escoamentos ar-água. No entanto, para perfis de energia cinética turbulenta, uma diferença significativa foi observada para todos os modelos de turbulência, quando comparados aos dados experimentais. Para escoamento no regime de golfadas, foi observada uma boa concordância com dados experimentais para a geração e propagação de ondas, bem como para o nível do líquido após a passagem da golfada. Finalmente, a predição da densidade da área interfacial como uma função de detecção das morfologias de fases presentes no escoamento se mostrou satisfatória.

Outro trabalho relevante foi realizado por Rezende *et al.* (2015), que apresentaram uma descrição completa dos modelos matemáticos empregados para descrição dos fenômenos físicos que regem o escoamento, tais como, condição de salto de interface, densidade de área interfacial, modelo de dois fluidos e modelo de tensões na interface. Diferentemente dos estudos apresentados até agora, neste trabalho, a

densidade de força interfacial foi calculada dinamicamente sem o uso de qualquer correlação para a modelagem do tensor viscoso, sendo esta implementa em uma rotina externa no software ANSYS-CFX, para o cálculo das forças de interface. A equação que descreve a densidade de força interfacial é dada por,

$$M_{\alpha\beta} = (-r_\alpha \langle \bar{T} + \bar{T}^{Re} \rangle_\alpha \cdot \nabla r_\alpha - r_\beta \langle \bar{T} + \bar{T}^{Re} \rangle_\beta \cdot \nabla r_\beta) \delta(x - x_i) \hat{e}_k \quad (2.4)$$

onde, $\bar{T}^{Re} = -\rho_k \left(\overline{u_i u_j} \right)_k$ e $\delta(x - x_i) \hat{e}_k$ representam o tensor de Reynolds e uma função degrau para limitar em uma região específica a aplicação do modelo em função da fração volumétrica da fase. O modelo foi aplicado a casos testes, como escoamento cisalhante vertical, despejo de água em um reservatório e instabilidades de Rayleigh-Taylor. Observou-se uma boa concordância com dados experimentais e numéricos da literatura da literatura. Contudo, neste trabalho não foram abordados casos de escoamentos turbulentos. Os autores também citam que, devido à linearidade da equação que foi empregada para o modelo de forças de interface, não foram observadas instabilidades numéricas nas soluções.

2.4. TURBULÊNCIA EM ESCOAMENTOS MULTIFÁSICOS

A turbulência é um dos principais fatores que influenciam na formação de padrões de escoamentos multifásicos. Um exemplo da importância da sua compreensão pode ser observado na influência direta da mesma na formação de instabilidades que geram ondas na superfície entre o líquido e gás, as quais são a origem do padrão em golfadas.

Uma vez que este trabalho tem por finalidade aplicações em problemas de relevância industrial, o uso de métodos que resolvem várias escalas turbulentas, tais como DNS ou modelo de grandes escalas, se torna impraticável devido ao alto custo computacional. Desta forma, optou-se pelo uso de modelos baseados em equações de média de Reynolds, mais especificamente modelos que utilizam o conceito de viscosidade turbulenta, tais como $k - \varepsilon$, $k - \omega$ e $k - \omega$ SST.

Tradicionalmente, em simulações numéricas de escoamentos multifásicos, ondulações criadas por instabilidades de Kelvin-Helmholtz, de comprimentos de onda menores que o tamanho da malha, são comumente negligenciadas. Porém, de acordo com Brocchini e Peregrine (2001), há grande influência destas instabilidades na energia cinética turbulenta no lado do líquido. Para resolver este problema, Höhne e Mehlhoop (2014) propuseram a inclusão de um termo

produção adicional, $P_{k,SWT}$, na equação da energia cinética turbulenta do modelo $k - \omega$, a fim de capturar a influência destas instabilidades de sub-malha, como apresenta a equação abaixo,

$$P_{k,SWT} = f_{FS} \frac{2}{3} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \rho_L k \quad (2.5)$$

onde f_{FS} é a mesma função utilizada para o modelo de força de arraste. Quando comparado a resultados experimentais, o modelo apresentou uma melhoria no perfil de energia cinética turbulenta, porém diferenças entre os perfis ainda foram mantidas.

Uma outra forma de modelar as instabilidades interfacias causadas pela diferença de velocidade entre as fases é através da interação turbulenta entre as fases, como apresentado por Troszko e Hassan (2001). Os autores propuseram uma equação de fechamento para os termos de interação turbulenta entre as fases baseada na suposição do domínio de forças inerciais em pequenas e médias bolhas, negligenciando efeitos de tensão superficial. Os termos de turbulência interfacial têm por finalidade levar em conta efeitos de instabilidades nas equações de energia cinética e dissipação turbulenta através da adição de termos fontes, devido a efeitos induzidos pela agitação das bolhas. Os resultados mostraram uma boa concordância com dados experimentais para correção da viscosidade turbulenta do líquido em regiões de grande intensidade turbulenta, decorrentes da agitação das bolhas.

No trabalho de Shirani *et al.* (2006) é apresentada uma revisão das equações governantes para a descrição de escoamentos bifásicos com a presença de uma interface bem definida, baseados nas equações médias de Reynolds. O presente estudo apresentou a dificuldade da captura de efeitos de instabilidade, tais como o espalhamento do jato em função do desenvolvimento da camada cisalhante na interface, quando usados modelos de turbulência $k - \varepsilon$ existentes. Devido a esta dificuldade foi proposto e desenvolvido um modelo para incluir efeitos de turbulência junto a interface em modelos de turbulência padrão, sendo utilizado neste trabalho o $k - \varepsilon$ padrão e o $k - \varepsilon$ *realizable*. Para isto foram incluídos dois termos adicionais nas equações para os modelos de turbulência utilizados, sendo eles,

$$\overline{(\dot{p}_1 - \dot{p}_2)\dot{H}} = \sigma \overline{\dot{K}}\dot{H} = (C_p \sigma / L)(v_t / \nu)^{1/2} \quad (2.6)$$

no qual inclui efeitos de flutuação de pressão na interface no modelo e

$$\overline{\dot{F}u_i} = C_F \left[v_r \frac{\bar{F}}{x_i} + \frac{1}{2} \bar{F} \frac{\partial v_r}{\partial x_i} \right] \quad (2.7)$$

no qual apresenta uma correlação entre flutuações de velocidade e de fração volumétrica das fases. Nas equações acima, F é a fração volumétrica das fases, p_1 e p_2 , são as flutuações de pressão, C_p é a constante do modelo, ν_t e ν são as viscosidade turbulenta e molecular, κ curvatura da interface, H é o comprimento característico, σ é a tensão superficial. Neste trabalho foi investigado a evolução do formato da interface e a taxa de espalhamento do jato de líquido onde foi observado uma boa proporcionalidade (mesma ordem de grandeza) entre a turbulência gerada intrinsicamente pelo modelo de turbulência e pela adição de efeitos de curvatura (instabilidades) na interface, decorrentes dos novos modelos propostos. Os resultados também demonstram que sem a adição dos efeitos de flutuação de pressão e a correlação entre a flutuação de velocidade com a fração volumétrica das fases o jato não inicia as instabilidades no caso numérico. A Figura 2.15 mostra três resultados para a posição da interface do jato, sendo o 1º experimental o 2º $k - \varepsilon$ padrão e o 3º para o novo modelo proposto.

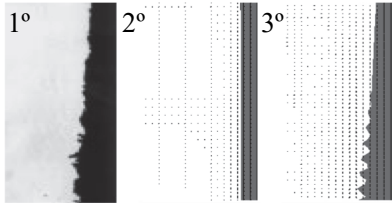


Figura 2.15 – Métodos e esquemas de discretização para captura de interface.

A fim de determinar a influência da adição do modelo de correção da turbulência proposto para baixos números de Reynolds no modelo de turbulência $k - \omega$ SST uma simulação numérica foi realizada por Nieto *et al.* (2016), utilizando os *softwares* OpenFOAM e ANSYS-FLUENT. A geometria estudada foi um perfil semicircular, onde diferentes inclinações (ângulos de ataque) foram testados para comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais, obtidos para os coeficientes de arrasto C_L e C_D em diferentes condições de escoamento. Uma diferença significativa foi observada quando o modelo de correção para baixos números de Reynolds foram utilizados,

obtendo coeficientes de arrasto C_L e C_D , muito mais próximos dos valores obtidos nos resultados experimentais, para $Re = 1 \times 10^5$ (regime subcrítico).

Um trabalho inovador na linha de escoamentos com superfície livre foi realizado por Liovic e Lakehal (2007). Neste trabalho foi realizada uma simulação numérica do escoamento de ar e água com uma grande variação de tamanhos de escalas na interface (quebra de ondas), utilizando a metodologia de simulação de grandes escalas (LES – *Large Eddy Simulation*) para um único campo de velocidades onde a interface foi definida utilizando a modelagem VOF. Uma das consequências da grande variação de densidade, uma vez que esta é ponderada pela fração volumétrica, na interface é o surgimento de tensões cisalhantes de alta magnitude em função da deformação do escoamento. A presença de altas tensões cisalhantes gera uma energia cinética turbulenta exagerada junto à interface em decorrência dos modelos de sub-malha empregados nos modelos LES, o que não se verifica na realidade. Para solucionar o problema, modelos de amortecimento de turbulência foram adicionados utilizando o mesmo conceito aplicado a regiões junto à parede, onde o método LES puro também falha. Neste trabalho, os autores optaram por utilizar um esquema de reconstrução de interface que avalia através de uma função de distância de reconstrução (RDF – *Reconstructed Distance Function*) a posição onde a interface será definida pelo método PLIC, não necessitando assim de métodos adicionais, como o *Level Set*. Os resultados demonstraram que quando surgem grandes deformações na interface em função da formação de ondas na superfície do líquido, estes não superestimam as tensões cisalhantes locais, fazendo uma transição suave da região da interface até o centro do escoamento, pois o método de reconstrução destas, associado à função de distância implementados, calculam corretamente os vórtices nessas regiões gerando a quebras das ondas de acordo com o esperado.

2.5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA VALIDAÇÃO DE SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Um dos primeiros resultados experimentais para escoamento bifásico no regime estratificado foram apresentados por Fabre *et al.* (1987). Neste trabalho, um grande conjunto de dados foi obtido para perfis adimensionais de velocidade e energia cinética turbulenta, bem como para a altura da interface em escoamentos em dutos, para várias condições experimentais, utilizando um sistema PIV desenvolvido para padrões estratificados. No trabalho de Rogero *et al.* (2006), foram

realizadas medições simultâneas de velocimetria por imagem de partículas em alta velocidade (*high-speed PIV*) em conjunto com técnicas de visualização de sombra por variação de densidade (*pulsed shadowgraph* – PS), para caracterizar campos de velocidade e turbulência para vários regimes de escoamentos bifásicos em dutos circulares. A técnica de velocimetria por imagem de partículas utilizada por Rogero *et al.* (2006) consiste do uso de traçadores fluorescentes induzidos por *laser* para obtenção de partículas iluminadas, juntamente com a aquisição de imagens da sombra produzida pela interface através da utilização de um painel de LED. Um filtro ótico foi utilizado para bloquear a luz difusa da interface, responsável por obstruir a visualização das partículas nesta região. Após a obtenção das imagens da sombra da interface, estas foram processadas digitalmente, para obtenção de uma máscara numérica, delimitando a ação do código utilizado na obtenção do campo de velocidade obtido por HS-PIV. Os resultados mostram que o uso simultâneo das técnicas HS-PIV e PS foi adequado para a investigação de regimes de escoamento em ondas, estratificado, e pistonado. A técnica combinada permitiu a medição, em alta resolução, de velocidades da fase líquida, estruturas turbulentas e posição da interface. Foram apresentados diferentes perfis de velocidade e propriedades da turbulência com boa concordância com os resultados obtidos da literatura.

O trabalho de Czapp *et al.* (2012) foi um dos primeiros na literatura onde a técnica de velocimetria por imagem de partículas estéreo de alta velocidade (*high-speed stereo particle image velocimetry* – HSS-PIV) foi combinada com fluorescência induzida de partícula (*light induced fluorescence* – LIF) para determinar os três componentes do campo de velocidade instantânea para a água no processo de formação do regime de golfadas em uma seção transversal de um duto circular. Além disso, medições com HSS-PIV foram feitas com duas câmeras paralelas para determinação do campo de velocidades axiais na tubulação. Esta abordagem permite a comparação e validação de ambas as técnicas de medição em escoamentos multifásicos revelando demais limitações de cada uma. Foram observados padrões de escoamento secundários transversais, de ordem de magnitude inferior à velocidade axial do escoamento. O uso da técnica conjunta também permitiu a medição de intensidades turbulentas na seção transversal do tubo, bem como a posição precisa da interface, que é de fundamental importância para comparações com simulações numéricas.

Barbosa Jr *et al.* (2016) investigaram o escoamento ascendente com condensação de R-134a em um tubo com inclinação variável de

diâmetro interno igual a 5 mm. Para a investigação da estrutura do escoamento um sistema de aquisição de imagem foi utilizado, sendo este composto por uma câmera de alta velocidade e uma fonte de LED, com a finalidade de capturar a posição da interface líquido-gás decorrentes da taxa de condensação de líquido. As imagens, adquiridas a uma frequência igual a 3 kHz, foram processadas digitalmente de modo a obter-se um sinal temporal da interface líquido-gás. O processamento consistiu em uma rotina iterativa de binarização, detecção de bordas (Canny, 1986), dilatação e preenchimento. Um vetor de alturas da interface líquido-vapor era obtido através de uma combinação de laços iterativos, resultando em um sinal espacial $h(x)$ (altura da interface). Cada imagem representa um instante de tempo t , sendo a resolução temporal igual a 1/3 ms. Dispondo todos os sinais espaciais obtidos com o processamento supracitado em ordem cronológica, foi possível interpretar cada pixel da imagem, equivalente a uma posição x , como uma sonda temporal, observando-se neste sentido um sinal temporal $h(t)$. Tomando-se dois sinais $x(t)$ e $y(t)$ de duas sondas diferentes s_1 e s_2 , afastados de uma distância conhecida pequena Δx , foi possível realizar um processamento da imagem a fim de detectar a velocidade de deslocamento das ondas interfaciais e suas frequências dominantes, por meio da técnica de densidade espectral de potência (*power spectral density*, PSD).

2.6. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Dados os objetivos principais delineados no Capítulo 1 e as lacunas identificadas na literatura na tocante ao assunto desta tese, seus objetivos específicos são:

Frente Experimental

1. Obtenção de medições detalhadas da distribuição de fases e de parâmetros estatísticos, tais como frequência e defasagem temporal, associados ao deslocamento dos pistões de líquido e golfadas na tubulação em escoamentos bifásicos intermitentes. Para isto foi desenvolvido um método para realizar a aquisição de imagens com filmagem a alta velocidade para obtenção dos gradientes de intensidade luminosa na região interface líquido-gás, sendo estes dados posteriormente tratados em um processamento digital das imagens.
2. Obtenção do campo de velocidades da fase água para a comparação com os resultados experimentais. Para isto foi

desenvolvida uma técnica de iluminação do escoamento por meio de um feixe de luz gerado a partir de uma fonte de LED. Tal técnica será usada em um sistema de velocimetria por imagem de partículas (LED-PIV) para medir campos de velocidades em escoamentos estratificados.

Frente de Simulação Numérica

3. Captura de interface: Análise da difusão e estabilidade numérica para os métodos de discretização PLIC (explícito) e *Compressive Scheme* (implícito) do modelo de Volumes dos Fluidos, responsável em determinar a posição e deslocamento da interface.
4. Forças de interface: Implementação no ANSYS-FLUENT de uma função definida pelo usuário, através de um código externo escrito na linguagem C, baseado no modelo para a transferência de quantidade de movimento entre as fases proposto no trabalho de Rezende *et al.* (2015).
5. Efeitos de turbulência: Estudo paramétrico do fator de amortecimento utilizado pelo modelo de amortecimento da turbulência junto a interface, bem como análise dos efeitos provocados no campo de velocidades pela adição da correção proposta para baixos números de Reynolds turbulento.

2.7. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste capítulo foi apresentado uma revisão bibliográfica sobre escoamentos multifásicos, padrões de escoamentos, mecânica dos fluidos computacional, métodos de captura de interface e turbulência aplicados para o estudo de escoamento no regime de golfadas.

Também foi apresentado o estado da arte para discretização numérica dos modelos propostos e principais dificuldades apresentadas pelos modelos e métodos numéricos.

Capítulo 3: Aparato Experimental

Neste capítulo será descrito o aparato experimental que será utilizado para investigar a hidrodinâmica do escoamento bifásico de ar-água em tubos horizontais. Em uma primeira etapa, o aparato experimental foi operado de forma a permitir a captura da imagem da interface líquido-gás no deslocamento da golfada no trecho reto superior da tubulação. Medições de fração de vazio também foram executadas ao longo deste trecho a fim de fornecer dados para comparação com frações volumétricas obtidas através da análise experimental. Posteriormente, o aparato foi utilizado para obtenção do campo de velocidades utilizando a técnica de velocimetria por imagem de partículas (PIV-LED) afim de obter dados para a validação das simulações numéricas.

3.1. DESCRIÇÃO DA BANCADA

A bancada consiste de duas linhas para fornecimento de ar e água com vazões controladas afim de se obter os padrões de escoamento necessários para os testes. A bancada está equipada com um misturador de escoamento na linha inferior e um injetor/separador de ar e água na linha superior a fim de promover escoamentos descendentes na curva em “U” como apresentado na Figura 3.1.



Figura 3.1 – Desenho em CAD do aparato experimental. Retirado de (Oliveira, 2013).

A tubulação horizontal é composta por segmentos de tubo de vidro borossilicato (~ 1 m), apresentando um total de 5 m de comprimento, sendo o diâmetro interno da tubulação de 26,4 mm. Para o controle do experimento, bem como para a obtenção de dados, foram instalados na bancada experimental medidores de pressão absoluta e diferencial, vazão, temperatura e fração de vazio. O sistema opera em um circuito aberto em que o ar é ventilado para o ambiente e a água retorna para um reservatório após serem separados em um hidrociclone. O aparato foi projetado para operar em todos os padrões de escoamento bifásico horizontal, com exceção do padrão borbulhado. A pressão absoluta de operação da bancada variou de 101 a 400 kPa em função da perda de carga.

3.1.1. Componentes da Bancada

Uma representação esquemática do aparato experimental é mostrada na Figura 3.2. Nesta figura, a seção de teste é representada pela linha dupla na parte superior do desenho. As demais linhas simples, tais como, os sistemas de mistura (1), a linha de água (2 – 4) e a linha de ar (5 – 9) constituem o sistema de tubulações da bancada. Na entrada e na saída dos tubos de vidro da seção de testes foram instalados dois misturadores (injetores) (1), bem como um sistema de válvulas para redirecionamento do ar e água na entrada e saída da tubulação.

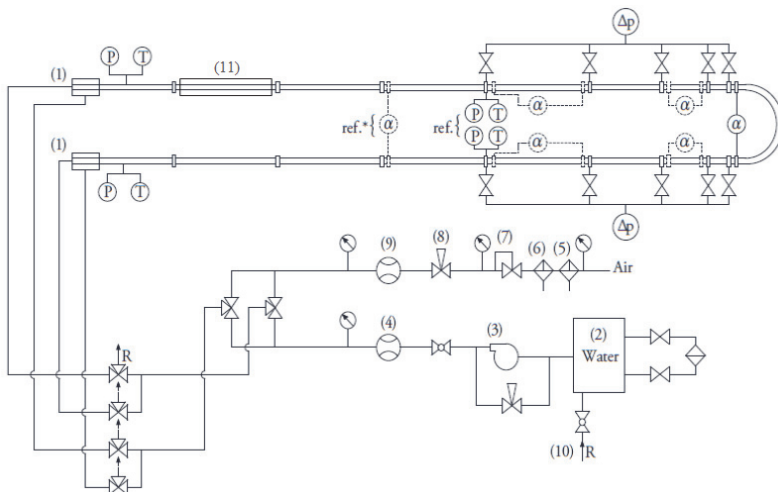


Figura 3.2 – Desenho esquemático da bancada experimental. Adaptado de (Oliveira, 2013).

3.1.2. Circuitos de ar e água e Misturador

A linha de transporte de água é composta por um banho termostático (2), uma bomba centrífuga (3) controlada por um inversor de frequência, válvulas e um medidor de vazão do tipo Coriolis (4). A vazão de água é imposta pela rotação da bomba, sendo esta ajustada pelo inversor de frequência em conjunto com a abertura da válvula posicionada entre o medidor de vazão e a bomba.

A linha de ar é conectada à linha principal de ar comprimido do laboratório, e consiste de um filtro de particulado (5), um filtro coalescente (6), um regulador de pressão (7), uma válvula micrométrica (8) e um medidor de vazão do tipo anemômetro de fio quente (9). A vazão de ar é controlada pelo regulador de pressão e pela válvula micrométrica à montante do transdutor de vazão.

Nos experimentos apresentados nesta tese, que consistiram na avaliação do escoamento em um trecho reto da tubulação, foi usada apenas a configuração de escoamento descendente na seção curva. Desta forma, o misturador na perna superior foi usado como injetor. A fim de estabelecer um escoamento estratificado na entrada da seção de testes, o misturador anular apresentado originalmente por Oliveira (2013) foi substituído por um novo injetor constituído por uma placa e três telas de aço, como mostrado na Figura 3.3. O injetor proporciona que o ar e a água entrem na tubulação de forma homogênea em consequência das telas de aço posicionadas uma após a outra. A caixa de acrílico (11) foi posicionada após a primeira luva de conexão dos tubos de vidro.

3.1.3. Equipamentos e Técnicas de Medição

a) Pressão

Na entrada e na saída da tubulação foram instalados transdutores de pressão absoluta. Os valores de pressão obtidos foram utilizados para o cálculo de densidade do ar.

b) Fração de Vazio

A medição de fração de vazio é feita por dois transdutores capacitivos não intrusivos posicionados em trechos retos da tubulação, como mostra a Figura 3.4.

A técnica consiste na medição da capacitância elétrica da mistura ar-água, que varia de acordo com a fração de vazio no momento da medição. O transdutor e o circuito eletrônico responsável pelo tratamento dos sinais foram projetados e construídos de acordo com

Libert *et al.* (2011). Cada sonda de medição foi feita sob medida com dois eletrodos internos, montados para deslizar sobre as paredes dos tubos, constituindo assim um capacitor no qual o fluido dielétrico é formado pela mistura ar-água. Um circuito eletrônico equivalente das sondas capacitivas é mostrado na Figura 3.5. Um sinal de alta frequência (MHz) é aplicado pelo sensor de emissão e lido pelo sensor de recepção. O sinal é então amplificado e filtrado pelo circuito eletrônico e lido no sistema de aquisição. Detalhes de calibração e exatidão do sensor podem ser encontrados em Oliveira (2013).

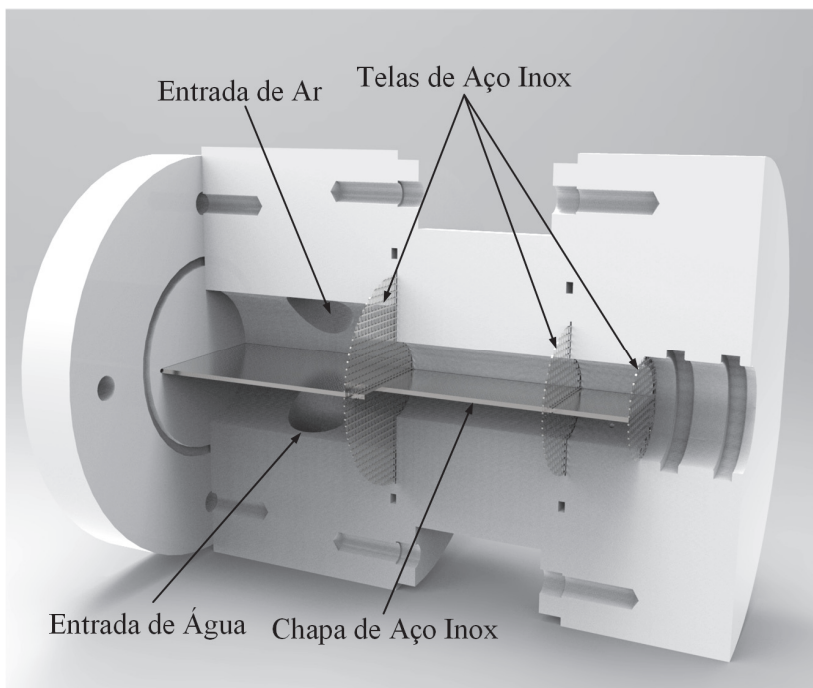


Figura 3.3 – Vista em corte do novo misturador usado na perna superior da seção de testes.

c) Temperatura

As temperaturas do ar da sala e do escoamento são mantidas em 25 °C sendo esta medida por quatro termopares, dois na entrada e dois na saída da tubulação, próximos aos transdutores de pressão absoluta.



Figura 3.4. Transdutores para medição de fração de vazio. Nesta imagem, os sensores estão posicionados na entrada e na saída do da curva de retorno. Retirado de Oliveira (2013).

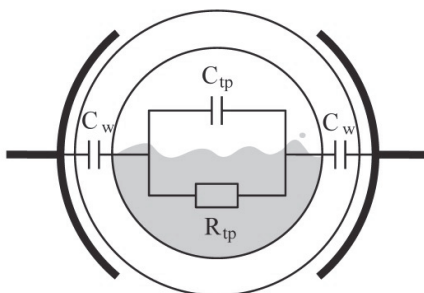


Figura 3.5 – Circuito elétrico equivalente do sensor capacitivo como apresentado em Libert *et al.* (2011). Retirado de Oliveira (2013).

d) Visualização

No presente trabalho, a parte mais importante da seção de teste consiste em um trecho do tubo reto envolto por uma caixa de acrílico retangular (caixa de visualização) preenchida com água para minimizar efeitos ópticos devidos à curvatura do tubo. Para a visualização do deslocamento espacial e temporal da passagem das estruturas do escoamento bifásico pela seção de teste, foi utilizada uma câmera de alta velocidade, PHANTOM V310, em conjunto com uma lente da Carl Zeiss de 35 mm. Dois canhões de LED de alta potência foram posicionados por trás da seção de testes, iluminando um fundo branco, de modo que a reflexão da luz difusa desse fundo branco foi responsável

pela iluminação da seção de teste. A câmera apresenta uma resolução de alta definição de 1920 por 1080 pixels por polegada. Para a visualização das golfadas e dos pistões de líquido, foi enquadrado na imagem um trecho de tubulação de comprimento 1,002 m, em que foram aproveitados somente 0,8 m após o tratamento da imagem, a fim de reduzir efeitos de curvatura da lente, mais significativos nas extremidades dos quadros. Foram obtidas sequências de imagens com taxas de aquisição de 200 Hz para os escoamentos intermitentes estudados. Para obtenção dos campos de velocidade do escoamento no regime estratificado, foi utilizada a mesma câmera de alta velocidade em conjunto com uma lente Carl Zeiss de 100 mm. A taxa de aquisição foi de 1600 Hz. Um plano de luz foi utilizado para iluminação das partículas de poliamida, de 25 μm de diâmetro médio, dispersas no escoamento.

3.1.4. Equipamentos e Transdutores Utilizados

A Tabela 3.1 mostra as especificações dos sensores utilizados, do sistema de aquisição, sistemas eletrônicos e demais equipamentos. A Tabela 3.2 apresenta a incerteza de medição expandida e a faixa de medição dos sensores, para um dado intervalo de confiança, de acordo com as informações fornecidas pelos fabricantes (ver Apêndice C:).

Tabela 3.1 – Detalhes dos equipamentos.

Sensores	Fabricante	Modelo
Pressão absoluta	HBM	P3MB
Pressão diferencial	Rosemount	3051S
Vazão mássica de ar	Kurz	504FTB
Vazão mássica de água	Micromotion	CMF050
Fração de vazio	UTFPR	SICEM
Temperatura	Omega	Tipo T
Outros	Fabricante	Modelo
Sistema de aquisição	National Instruments	SCXI
Tubo de vidro	Schott	Duran
Banho termostático	Marcoi	MA184
Bomba	KSB	P1000
Inversor de frequência	WEG	CFW08
Regulador de Pressão	Parker	06R

Tabela 3.2 – Incerteza das variáveis medidas.

Sensores	U_α	I.C.	Faixa
Pressão absoluta	$\pm 0,72 kPa$	0,99	0 – 1000 kPa
Vazão mássica de ar	$\pm 2,125\%$ da taxa	0,95	0 – 120 kg/h
Vazão mássica de água	$\pm \left(\frac{0,163}{taxa}\right) \%$ da taxa	0,99	< 163 kg/h
Fração de vazio	$\pm 17,32\%$ (máxima)	0,95	0 – 1
Temperatura	$\pm 1^\circ C$	0,95	-40 – 125°C

3.2. OBTENÇÃO DA POSIÇÃO DA INTERFACE NO TEMPO

Em um primeiro arranjo a caixa de visualização foi posicionada próximo do injetor, a 235 mm de distância da entrada, com a finalidade de obtenção da imagem da região de entrada do escoamento, ou seja, da formação dos regimes de golfadas e pistonado. Neste primeiro arranjo, a câmera foi alinhada perpendicularmente ao eixo do tubo e posicionada a aproximadamente 2 metros de distância de um plano contendo a seção de testes para permitir a visualização de uma grande extensão da região da entrada, como mostra a Figura 3.6. Esta distância foi determinada de forma a não comprometer a resolução espacial da imagem na direção radial do tubo. Como a resolução da câmera de alta velocidade é de 1 *mega pixel*, 32 *pixels* foram enquadrados na parte interna da tubulação, gerando uma resolução de 1,21 *pixels/mm* em relação ao diâmetro interno do tubo. A câmera foi posicionada no centro da tubulação em relação ao comprimento e altura, como mostra a Figura 3.7.

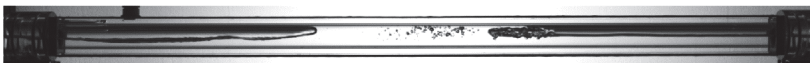


Figura 3.6 – Imagem sem tratamento obtida pela câmera CCD de alta velocidade.

Na interface líquido-gás foram observados gradientes da intensidade luminosa (gradientes de cinza) devido a efeitos de refração da luz, sendo que a água se apresentou transparente abaixo da interface. Devido a este fenômeno foi possível detectar a interface através de um processamento digital da imagem realizada no programa MATLAB.

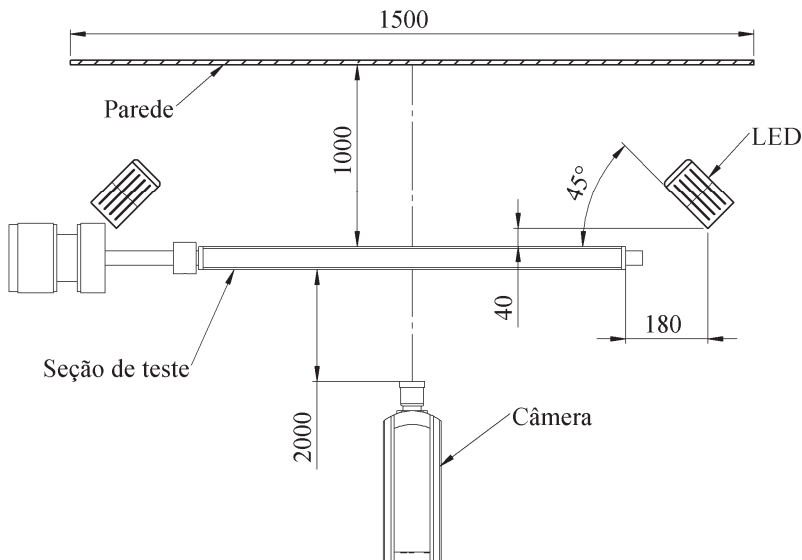


Figura 3.7 – Posição da câmera e dos LEDs para obtenção da imagem com a posição da interface no tempo (dimensões em mm).

Para obtenção da posição da interface no tempo, foi desenvolvido um código que utiliza o método de Canny para detecção de bordas por gradientes de intensidade luminosa (Canny, 1986). Um procedimento iterativo foi implementado para aumentar a resolução associada à identificação da posição da interface. Através deste método, a interface é definida como uma linha contínua que delimita as regiões ocupadas pelo gás e pelo líquido na tubulação. Uma vez obtida a posição da interface, a fração volumétrica de cada fase pode ser calculada. O método de cálculo implementado neste trabalho foi baseado naquele apresentado por Barbosa Jr *et al.* (2016). A Figura 3.8 apresenta a sequência das imagens processadas no código desenvolvido no MATLAB.

O método de processamento das imagens consiste em fazer uma subtração do plano de fundo para obtenção bem definida da região que a água ocupa, sendo que posteriormente será aplicado o método de Canny para obtenção das bordas junto a interface líquido-gás. Na sequência, foi aplicado um procedimento iterativo que busca uma região contínua da interface utilizando técnicas de processamento digital, tais como abertura e fechamento de imagem.

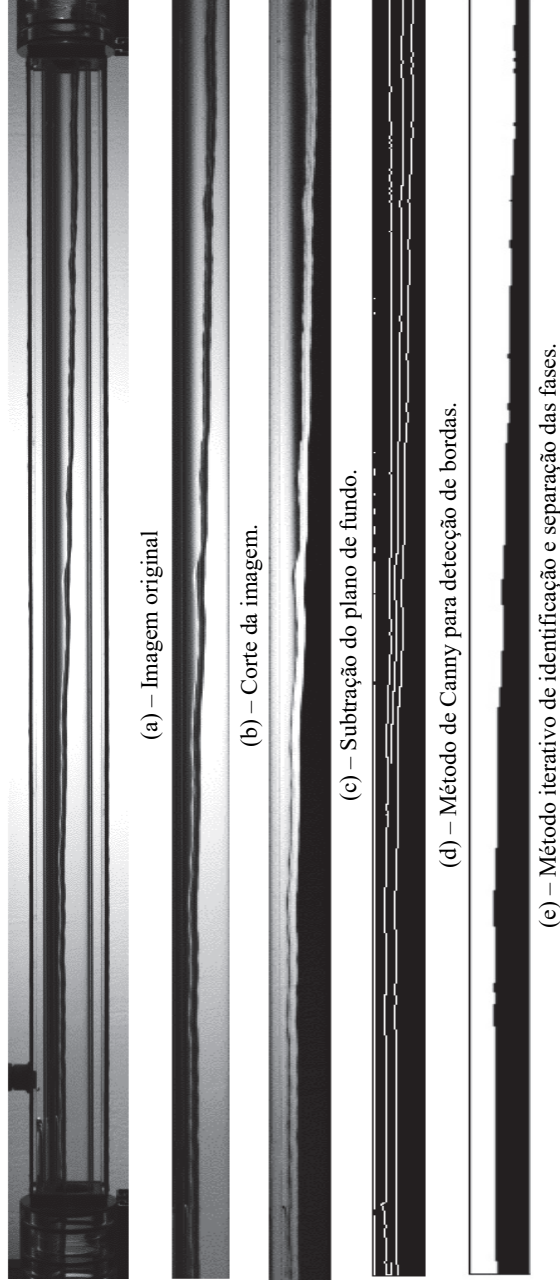


Figura 3.8 – Processamento digital das imagens para obtenção da posição da interface no tempo e espaço para obtenção de dados da fração volumétrica do ar.

No processamento das imagens, cada *pixel* na direção vertical pode ser entendido como um sensor virtual do nível de líquido que pode ser utilizado para a obtenção da fração volumétrica das fases. O cálculo da fração volumétrica das fases assume a hipótese de que o líquido e o gás possuem um comportamento simétrico em relação à metade de cada lado do tubo em uma secção longitudinal. Contudo, efeitos de curvatura, de inclinação da interface ou do menisco de líquido junto a parede de vidro da tubulação (devido à tensão superficial), podem fazer aumentar a espessura da interface das imagens capturadas pela câmera de alta velocidade, como apresentado na Figura 3.9. Após aplicado o método Canny duas linhas são obtidas com a posição da interface, uma mais inferior (azul) e outra mais superior (vermelha), como apresentado na figura Figura 3.9 (a). Devido à dificuldade de se aplicar um método de interpolação para obtenção de uma posição média da interface, adotou-se a linha inferior como sendo a que divide as fases ar-água no escoamento.

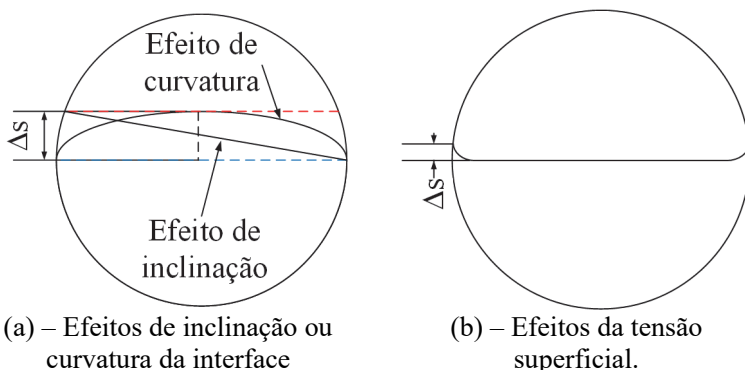


Figura 3.9 – Aumento da espessura da interface em decorrência de efeitos de curvatura desta.

Os cálculos de velocidade de propagação das golfadas e do escoamento pistonado a partir de imagens obtidas com a câmera de alta velocidade foram realizados utilizando dois sensores virtuais posicionados a uma distância de aproximadamente 1030 mm a partir da entrada da seção de teste, espaçadas 70 mm entre si. Cabe ressaltar que esta é a mesma distância entre as sondas capacitivas posicionadas ao longo do trecho reto da tubulação, cujos sinais de fração de vazio também foram utilizados para determinar a velocidade de propagação das estruturas do escoamento bifásico. A Figura 3.10 mostra o posicionamento dos sensores virtuais em relação a entrada da tubulação.

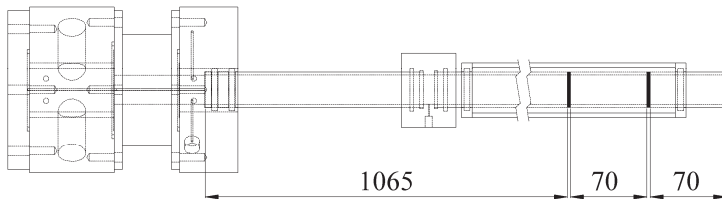


Figura 3.10 – Posição dos sensores virtuais (dimensões em mm).

As velocidades de propagação das estruturas do escoamento bifásico intermitente foram obtidas pela relação $v_{prop} = \Delta x / \tau_0$, em que Δx corresponde a 58 *pixels* (70 mm) e τ_0 é o tempo de deslocamento das estruturas (defasagem temporal), obtido pela correlação cruzada dos sinais de altura da interface (ou fração volumétrica) fornecidos pelos sensores. As frequências dominantes decorrentes das estruturas do escoamento foram calculadas utilizando o método de densidade espectral de potência para cada sensor (capacitivo ou virtual) sendo esta calculada através de uma função de autocorrelação da transformada de Fourier após a subtração do valor médio do sinal. Para remoção de distorções promovidas pela curvatura da lente, foi realizado o procedimento descrito por Bouguet (2012), que está disponível no pacote *The Computer Vision System Toolbox™* do Matlab. Para a validação da técnica de medição da posição da interface através da análise de imagem, foram feitas comparações entre os tempos característicos e frequências dominantes obtidos pelos transdutores capacitivos e pela análise de imagem, para condições de operação típicas dos padrões de golfada e pistonado.

3.1.4. Formulação Matemática

(a) Defasagem temporal.

Uma vez que os sensores virtuais medem o mesmo fenômeno físico, o sinal do segundo sensor, $s_2(t)$, é estruturalmente muito similar ao do primeiro sensor, $s_1(t)$, porém com uma defasagem temporal, τ_0 , como pode ser observado na Figura 3.11. A Figura 3.11 apresenta os dois sinais dos sensores virtuais obtidos através da análise de imagem, para um escoamento pistonado para $j_l = 0,178 \text{ m/s}$ e $j_g = 0,562 \text{ m/s}$. A relação entre os dois sinais pode ser descrita pela seguinte equação,

$$s_2(t) = \phi s_1(t - \tau_0) + n(t) \quad (3.1)$$

onde ϕ é um fator de atenuação e $n(t)$ é um ruído não correlacionado para o sinal de saída. Como os sensores virtuais estão próximos, o fator de atenuação foi considerado igual a 1. A defasagem temporal, τ_0 , é definida como,

$$\tau_0 = \frac{\Delta x}{v_t} \quad (3.2)$$

onde v_t é a velocidade de passagem do sinal.

Para determinar a velocidade do sinal, que representa a velocidade característica da golfada ou das bolhas alongadas, é necessário obter a defasagem temporal por meio da função de correlação cruzada (Bendat e Piersol, 2011), sendo sua expressão dada por,

$$R_{s_1 s_2}(\tau) = \frac{1}{\tau - \tau_0} \int_0^{\tau - \tau_0} s_1(t) s_2(t) d\tau \quad (3.3)$$

Substituindo $s_2(t)$ da Eq (3.1) na Eq. (3.3), obtém-se,

$$R_{s_1 s_2}(\tau) = \frac{1}{\tau - \tau_0} \int_0^{\tau - \tau_0} s_1(t) s_1(t - \tau_0) d\tau \quad (3.4)$$

que é idêntica a função de auto correlação, $R_{s_1 s_1}(\tau - \tau_0)$.

O valor de pico da correlação cruzada $R_{s_1 s_2}(\tau)$ ocorre quando $\tau = \tau_0$, determinado assim a defasagem temporal decorrente da passagem das estruturas característica de cada regime de escoamento.

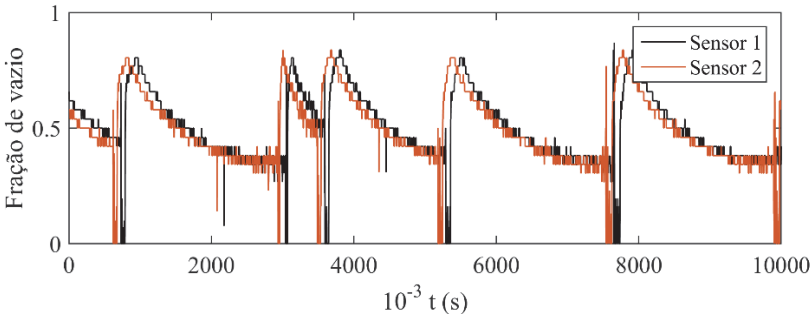


Figura 3.11 – Sinais de fração de vazio obtidos através da análise de imagem para $j_l = 0,178 \text{ m/s}$ e $j_g = 0,562 \text{ m/s}$.

(b) Frequências dominantes.

Os sinais de cada sensor mostrados na Figura 3.11 são resultados da combinação de várias frequências. Através da separação do sinal e suas componentes pode-se identificar as frequências dominantes associadas ao fenômeno físico.

De acordo com Bendat e Piersol (2011), as frequências principais podem ser identificadas através da determinação da densidade espectral de potência, DEP, (PSD – *power spectral density*) do sinal. No presente problema, a determinação da DEP envolve o cálculo da função de autocorrelação do sinal de fração de vazio. Contudo, antes de aplicar a função autocorrelação a este sinal, é necessário subtrair a média do sinal, uma vez que valores médios podem ser entendidos como uma frequência zero do sinal, que não contribui à obtenção da frequência dominante. A etapa seguinte na geração da DEP é a aplicação da transformada de Fourier no sinal autocorrelacionado para decompor o sinal no domínio das frequências. A transformada de Fourier aplicada a uma função de autocorrelação de um sinal no tempo é chamada de densidade espectral de potência, em que a potência é a raiz quadrada da magnitude da transformada de Fourier, dada por,

$$S_{s_1 s_1}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{s_1 s_1}(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (3.5)$$

A expressão para calcular a potência do sinal é dada por,

$$P = S_{s_1 s_1} S_{s_1 s_1}^* \quad (3.6)$$

onde $S_{s_1 s_1}^*$ é o complexo conjugado de $S_{s_1 s_1}$.

A Figura 3.12 apresenta potência máxima do sinal correspondente à frequência dominante característica para um escoamento no regime pistonado com $j_l = 0,178 \text{ m/s}$ e $j_g = 0,562 \text{ m/s}$ avaliado para o segundo transdutor em um teste de 6 min aproximadamente.

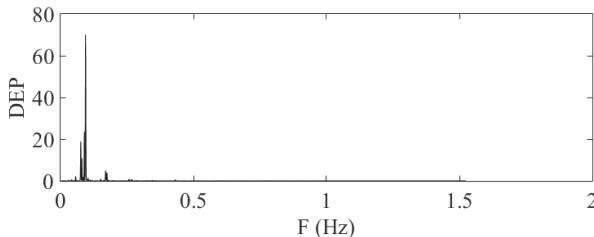


Figura 3.12 – Densidade espectral de potência para um sinal de fração de vazio.

3.3. VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTÍCULAS

Para a medição do campo de velocidades da água no padrão estratificado, foi utilizada uma adaptação da técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV - *Particle Image Velocimetry*) em que feixe pulsado de laser foi substituído por um feixe produzido por uma fonte (canhão) de LEDs (*Light-Emitting Diodes*), como mostra a Figura 3.10.

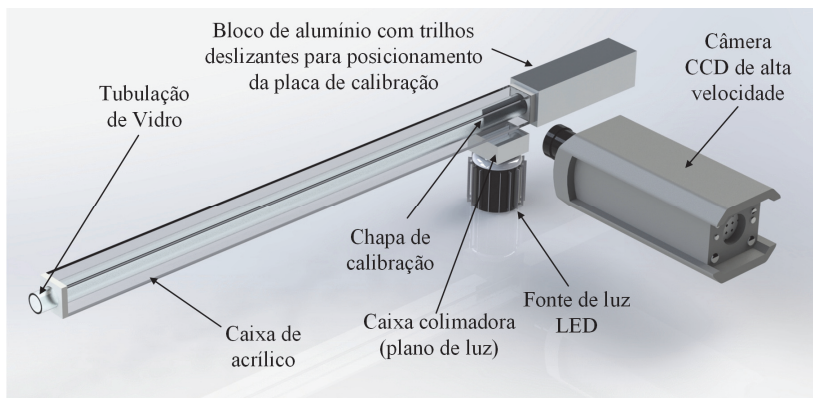


Figura 3.13 – Montagem dos componentes do sistema de velocimetria por imagem de partícula.

A câmera de alta velocidade PHANTOM V310, foi utilizada para gravar as imagens do escoamento a uma frequência de 1600 Hz com uma resolução de 1024×800 pixels. A fonte de LED foi sincronizada com o mesmo intervalo de tempo de exposição da câmera. Para obtenção do feixe de luz, uma caixa colimadora foi projetada e construída. A caixa colimadora consiste de dois blocos de alumínio separados por uma distância de 0,45 mm, que bloqueiam a maior parte da luz emitida pela fonte de LED e deixam passar somente uma parte desta pela fresta, formando assim um plano de luz. O posicionamento da caixa de luz em relação ao tubo e as dimensões do feixe de luz são mostrados na Figura 3.11.

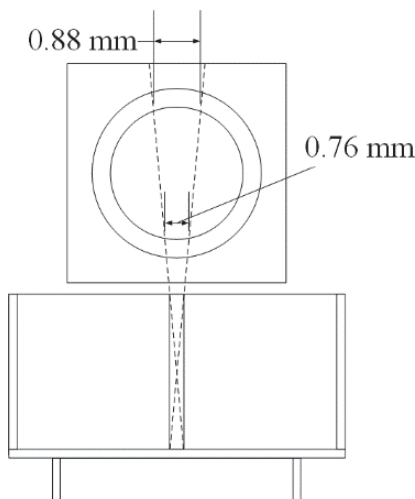


Figura 3.14 – Dimensões do plano de luz entrando e saindo da tubulação de vidro.

A fonte de LED, a câmera e a caixa de luz foram posicionadas junto à seção de saída da caixa de visualização que, para os testes realizados no padrão estratificado, foi posicionada a uma distância de 1,89 m (71 DI) da entrada da seção de testes (saída do misturador) a fim de garantir que as medidas fossem realizadas em uma região de perfis de velocidade plenamente desenvolvidos. A Figura 3.15 mostra uma visão frontal (a mesma que a da câmera) da área de filmagem utilizada.

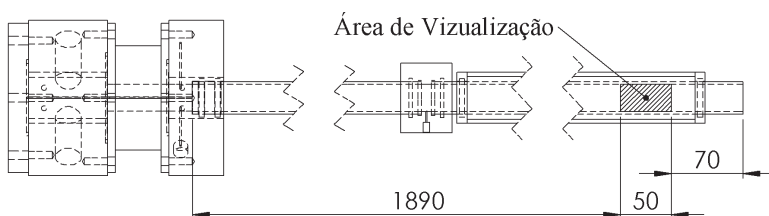


Figura 3.15 – Área enquadrada pela camera para vizualização (dimensões em mm).

A câmera e o LED foram sincronizados por uma *timer box* (sistema de sincronização dos sinais de controle) conectados em um PC. Por sua vez, a *timer box* foi controlada pelo software *Dynamic Studio*, fornecido pela empresa *Dantec Dynamics*. Para o nivelamento da câmera, bem como da caixa de acrílico foi utilizado um nível digital

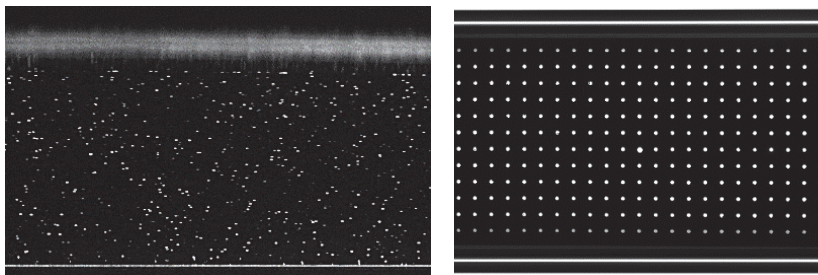
com precisão de duas casas decimais. Todo o sistema, câmera e seção de teste, foram alinhados utilizando um feixe de *laser*.

O campo de velocidades na água foi calculado pelo método PIV adaptativo (Stanislas *et al.*, 2005), que consiste em um ajuste automático, adaptativo e iterativo do tamanho e forma das áreas de interrogação. Assim, o deslocamento correto das partículas e, conseqüentemente, seus vetores de velocidade são calculados definindo regiões de densidade de partícula e gradientes de deslocamento específicas. O tamanho e a forma das áreas de interrogação são funções da qualidade da correlação cruzada obtida para um conjunto de partículas, segundo tolerâncias especificadas. Foram utilizadas partículas de poliamida com diâmetro médio de 25 μm e densidade de 1062 kg/m^3 .

O processo de eliminação da área ocupada pelo gás na imagem do escoamento foi realizado através de uma função denominada filtro Gaussiano de fase única, que elimina regiões em que não houve convergência do método PIV adaptativo, ou seja, regiões que não possuem partículas.

Para a calibração da imagem e eliminação de efeitos de refração devido à curvatura do tubo, foi utilizada uma placa de calibração de aço inox, com pequenos furos formando uma grade. A finalidade deste dispositivo é fornecer uma medida precisa da distância entre os furos na região do plano de luz. Quando o tubo contiver água, esta referência servirá para eliminar efeitos de curvatura, determinar a posição da linha de centro do tubo e ajustar a razão de escala medida pela lente em pixels para distância real em mm. O algoritmo de calibração disponível no software *Dynamic Studio* foi usado neste processo. A Figura 3.16 e apresenta uma imagem do escoamento contendo as partículas traçadores e outra da placa de calibração iluminada por uma luz difusa posterior.

A Figura 3.17 mostra uma imagem característica da convergência do método PIV adaptativo adotado. Os quadrados em verde foram as regiões em que houve convergência do algoritmo que calcula a correlação cruzada. Os quadrados vermelho e amarelo representam áreas de interrogação do frames 1 e 2.



(a) Imagem das partículas iluminada pelo plano de luz.

(b) Imagem da placa de alumínio iluminada por trás.

Figura 3.16 – Sistema para obtenção do campo de velocidades.

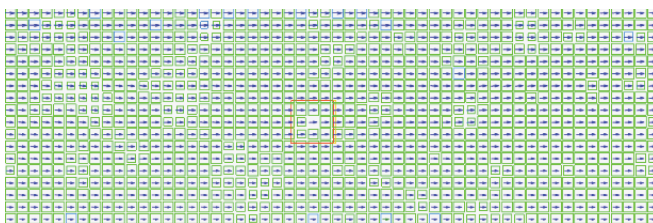


Figura 3.17 – Demonstração de convergência do método PIV adaptativo.

Para obter os campos de velocidades no escoamento estratificado, foram capturadas aproximadamente 31360 quadros a uma taxa de aquisição de 1600 Hz, perfazendo um tempo total de aquisição de 196s. Apenas duas a cada 20 figuras foram salvas durante a aquisição, afim de se obter um tempo de aquisição maior, em função da capacidade de armazenamento da câmera. A substituição do uso do *laser* pelo LED foi devido a sua alta taxa de aquisição de 1600 Hz, quando comparado com o do *laser* de apenas 7,4 Hz, possibilitando assim a obtenção do campo de velocidades para um escoamento transiente. Segundo o manual do *laser* a distância mínima, entre a saída do plano de luz do laser e a seção de teste, para se obter um plano de luz de aproximadamente 50 mm de largura, é de 700 mm. Porém, o espaçamento máximo possível de ser colocado entre os tubos de vidro da perna superior e inferior é de 312,5 mm, inviabilizando desta forma o uso do *laser*. Além destes fatores a facilidade de montagem e utilização do plano de luz, produzido pelo canhão de LED, foi um fator decisivo para a escolha deste sistema.

Através da Figura 3.16 (a) pode ser observado que o plano de luz criado pelo LED foi suficiente para iluminar as partículas com boa resolução. Também é possível notar que junto à interface ocorreu uma

refração da luz, inviabilizando a visualização das partículas. Este fenômeno foi prejudicial para a obtenção do campo de velocidades naquela região, visto que as partículas não puderam ser rastreadas. Desta forma, uma faixa de 2,5 a 3 mm de espessura foi desprezada no tratamento de imagem para obtenção dos campos de velocidade. Após obtidas as imagens, estas foram processadas usando o método PIV adaptativo para obtenção do campo de velocidades. Com os campos instantâneos, foram calculados valores médios temporais, sendo posteriormente feita uma média espacial, afim de se obter um único perfil de velocidade no centro da imagem.

3.4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O procedimento experimental para aquisição de dados foi semelhante ao realizado por Oliveira (2013). A bancada é inicializada ligando o banho termostático de água e colocando o sistema de válvulas em posição para permitir somente a passagem de ar pela seção de testes. Posteriormente, o regulador de pressão e a válvula micrométrica são ajustados para regular vazão de ar. Com o ar escoando pela seção de testes, sinais de voltagem fornecidos pelos transdutores de fração de vazio são lidos e armazenados pelo sistema de aquisição de dados para efeitos de calibração do sistema. Na sequência, as válvulas são posicionadas para permitir que apenas água passe pela seção de testes e a bomba é ligada. Uma válvula localizada a montante da seção de testes é parcialmente fechada para gerar um aumento da pressão. Seguindo o mesmo procedimento feito para o ar, os transdutores capacitivos são calibrados apenas para água.

Com a bomba ligada e o regulador de pressão de ar ajustado, o fluxo mássico de ar e água é estabelecido através das válvulas e da rotação da bomba. A vazão mássica de cada fase é medida individualmente a jusante da entrada na seção de testes, gerando o padrão de escoamento desejado. Apenas poucos minutos são necessários para que as vazões se estabilizem na seção de teste para cada condição requerida. Observou-se que o estrangulamento do escoamento a montante da seção de testes (obtido pelo fechamento da válvula na entrada) reduziu a oscilação temporal das vazões, mesmo na presença de escoamentos intermitentes na seção de testes (Oliveira, 2013). A Figura 3.18 mostra os padrões de escoamento obtidos em testes realizados para diferentes vazões de ar e água, de acordo com o mapa de padrões de Mandhane *et al.* (1974).

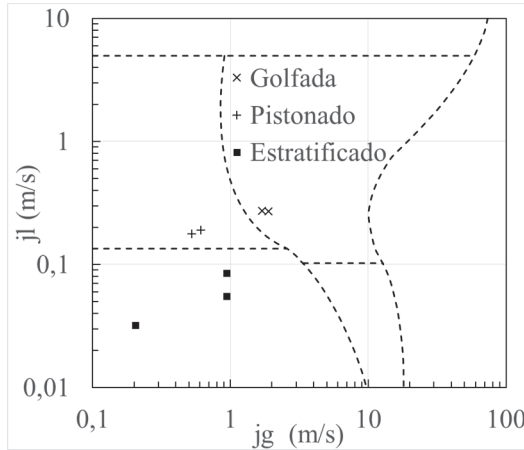


Figura 3.18 – Padrões de escoamento estudados.

Neste trabalho, foram avaliadas sete condições experimentais, sendo duas no regime pistonado (*plug*), duas no regime de golfadas (*slug*) e três no regime estratificado. A Tabela 3.3 mostra as velocidades superficiais e o número de Reynolds baseados nestas velocidades para cada caso estudado. Os critérios utilizados para as escolhas das velocidades superficiais para o ar e água foram de se obter regimes de escoamento turbulentos, porém preservando um formato da interface sem grandes deformações para os casos de escoamentos intermitentes e com pequena oscilação da interface para os casos estratificados.

Tabela 3.3 – Casos estudados para diferentes regimes de escoamento.

	j_l (m/s)	j_g (m/s)	Re_l	Re_g
<i>Slug</i> 1	0,274	1,698	7978,8	2916,2
<i>Slug</i> 2	0,269	1,894	7833,2	3252,8
<i>Plug</i> 1	0,178	0,526	5183,3	903,4
<i>Plug</i> 2	0,190	0,610	5532,8	1047,6
Estratificado 1	0,085	0,942	2475,2	1617,8
Estratificado 2	0,055	0,942	1601,6	1617,8
Estratificado 3	0,032	0,205	931,8	352

Para os casos no regime *plug* e *slug* foram geradas sequências de imagens da posição da interface líquido-gás em função do tempo e do espaço, bem como a velocidade média de propagação e a frequência característica de surgimento. Para o escoamento estratificado, foram

obtidos perfis de velocidade na fase líquida, bem como sequências de imagens da posição da interface em função do tempo e do espaço.

Como apresentado no trabalho de Oliveira (2013), o intervalo para obtenção de dados experimentais foi de alguns minutos, tendo em vista a alta frequência de geração de golfadas e bolhas de Taylor (aproximadamente 1 Hz), dependendo da condição.

3.5. VALIDAÇÃO DOS MÉTODOS DE ANÁLISE DE IMAGEM

A validação do método de obtenção da posição da interface pela análise de imagem foi realizada através da comparação com as medições dos transdutores capacitivos das seguintes variáveis: (i) defasagem temporal (obtida pela correlação cruzada dos sinais) e (ii) frequências dominantes (obtidas pela densidade espectral de potência) para os regimes de golfadas e pistonado. A Figura 3.19 e a Figura 3.20 apresentam o comportamento das frequências para os casos *Plug 2* e *Slug 2*. A Figura 3.21 mostra uma comparação do sinal obtido pelo transdutor de fração de vazio e pela análise de imagem.

Através das Figura 3.19 e da Figura 3.20, verifica-se que ambas as frequências dominantes (com maior número de ocorrências) do surgimento de *slugs* e *plugs* obtidas pelo transdutor de fração de vazio e na análise de imagem foram muito similares, demonstrando a eficácia do método de densidade espectral de potência.

Na Figura 3.21 observa-se que as curvas não possuem o mesmo formato, em consequência da baixa resolução da imagem e também em decorrência de problemas associados a espessura da interface na imagem capturada pela câmera, como citado anteriormente. Porém, para os cálculos de correlação cruzada e densidade espectral de potência, esta diferença tem pouca relevância, já que na filtragem do sinal e na aplicação da FFT os espectros de frequência de alta intensidade (maior variância) são os mais relevantes. Estes correspondem aos vales (fração de vazio próximo de zero) na curva da figura.

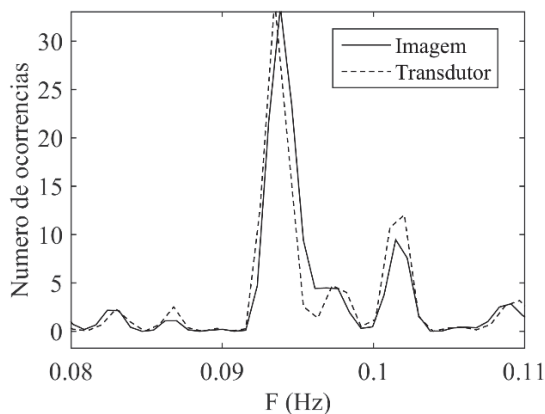


Figura 3.19 – Frequências dominantes para o caso Plug 2.

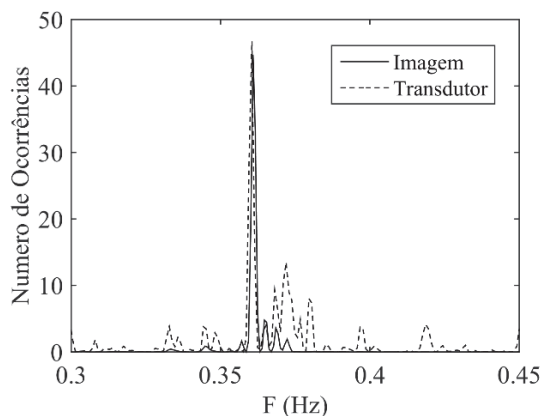


Figura 3.20 – Frequências dominantes. Casos Plug 2 e Slug 2.

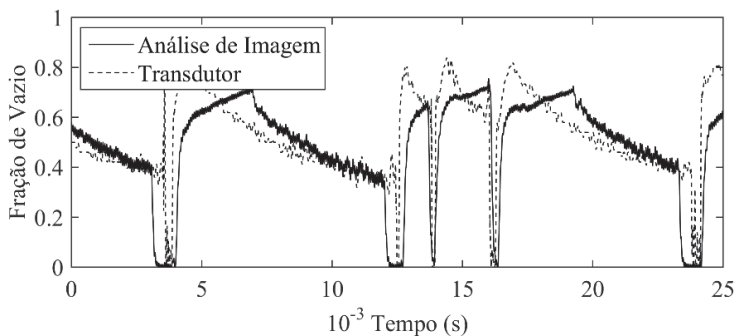


Figura 3.21 – Sinais de fração de vazio para o caso Plug 2.

A validação da técnica de velocimetria por imagem de partículas (PIV-LED) foi realizada pela comparação de perfil de velocidades experimental com a solução analítica apresentada por Taler (2016) para o escoamento monofásico plenamente desenvolvido. A Figura 3.22 apresenta um resultado obtido para $Re = 4257$, considerando pontos nas metades superior e inferior do tubo.

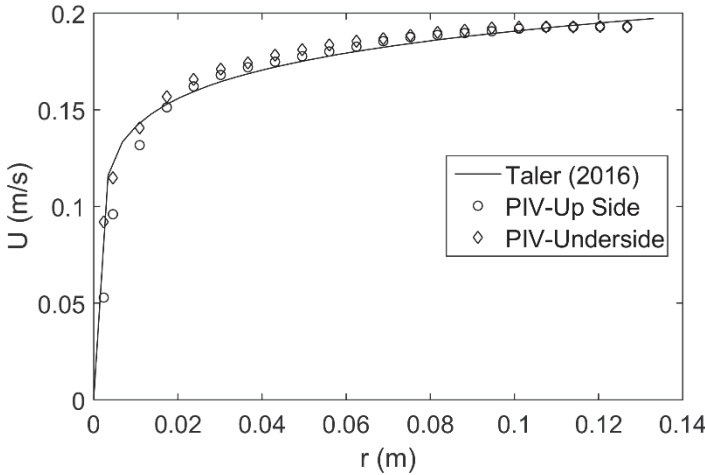


Figura 3.22 – Perfil de velocidade turbulento para o PIV e analítico.

3.6. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste capítulo foram apresentadas duas técnicas para caracterização e descrição dos escoamentos no regime de golfadas e no regime pistonado. A primeira consiste na obtenção de características intrínsecas a fenômenos relacionados as instabilidades (Kelvin–Helmholtz) na interface através do processamento digital de imagens, tais como frequência e velocidade de deslocamento da golfada e do pistão de líquido, formados em escoamentos bifásicos intermitentes.

A segunda técnica permite avaliar o quanto o perfil de velocidade obtido através das simulações numéricas se afasta do perfil de velocidade obtido pela técnica PIV-LED, demonstrando assim a validade dos modelos numéricos propostos.

Ambas as técnicas foram adaptadas de outros trabalhos, sendo que para escoamentos nos regimes de golfadas e pistonado não foram encontrados trabalhos similares a este na literatura.

Capítulo 4: Modelos Matemáticos

Neste capítulo será apresentada a formulação matemática para descrição de escoamentos multifásicos, bem como as simplificações adotadas e as equações de fechamento necessárias para a modelagem dos escoamentos resolvidos nesta tese. Também serão apresentados os modelos de turbulência e de forças interfaciais responsáveis pela transferência de quantidade de movimento entre as fases. Particular atenção será dada aos modelos de amortecimento de turbulência na interface entre as fases.

4.1. CONSIDERAÇÕES INICIAIS

O modelo adotado no presente trabalho utiliza uma abordagem *Euleriana-Euleriana* (também conhecida como Modelo de Dois Fluidos), para descrever o escoamento bifásico gás-líquido horizontal, em conjunto com um modelo para captura e transporte de superfícies livres (interface), como destacado pela linha vermelha na Figura 4.1. O procedimento para obtenção das equações médias de conservação de massa e de quantidade de movimento é apresentado na Figura 4.2.

Uma vez aplicados os conceitos de função indicadora de fase, os Teoremas de Gauss e Leibniz, o processo de média e inseridas as equações constitutivas para fechamento do problema, obtêm-se as equações gerais de transporte para escoamentos multifásicos para dois ou mais fluidos, que serão apresentadas nas seções a seguir.

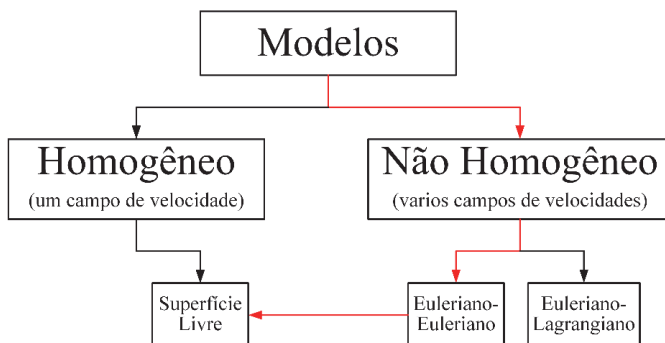


Figura 4.1 – Classificação de modelos matemáticos para escoamentos multifásicos. Adaptado de Paladino (2005).

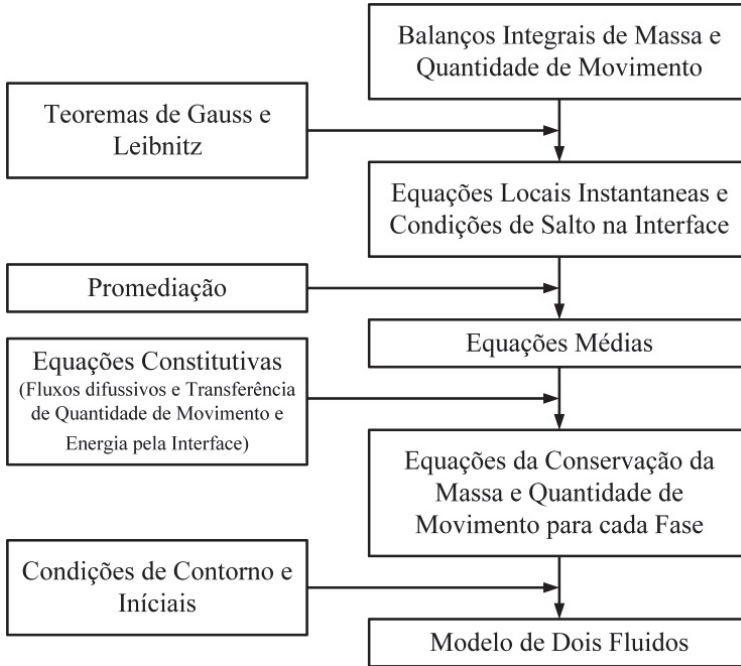


Figura 4.2 – Classificação de modelos matemáticos para escoamentos multifásicos. Adaptado de Paladino (2005).

4.2. EQUAÇÕES DE TRANSPORTE

4.2.1. Definição de Fração Volumétrica

A fração volumétrica, α , representa o espaço ocupado por cada fase em um mesmo volume, sendo as leis de conservação da massa e quantidade de movimento satisfeitas para cada fase individualmente. O subíndice p representa a fase primária e o subíndice s representa a fase secundária.

O volume da fase p , V_p , é definido por,

$$V_p = \int_V \alpha_p dV \quad (4.1)$$

onde

$$\sum_{p=1}^n \alpha_p = 1 \quad (4.2)$$

onde ρ_p é a densidade (massa específica) da fase p .

4.2.2. Conservação da Massa

A equação da conservação da massa para a fase q é dada por,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_p \rho_p) + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p \vec{v}_q) = 0 \quad (4.3)$$

onde \vec{v}_q é a velocidade in-situ da fase p . É importante ressaltar que os termos das equações acima representam médias, sendo estas ponderadas pela função indicadora de fase e pela massa específica, onde consequentemente deveriam estar representadas por símbolos tais como,

$$\nabla \cdot \left(\alpha_p \underbrace{\langle \rho_p \rangle}_{\text{média fásica}} \underbrace{\langle \vec{v}_p \rangle^{X\rho}}_{\text{média mássica}} \right).$$

Contudo, para reduzir a quantidade de notação nas equações, estas serão suprimidas.

4.2.3. Conservação da Quantidade de Movimento

A equação da conservação de quantidade de movimento para a fase p é dada por,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_p \rho_p \vec{v}_q) + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p \vec{v}_q \vec{v}_q) \\ = -\alpha_p \nabla p + \nabla \cdot (\alpha_p \mu_p (\nabla \vec{v}_p + \nabla \vec{v}_p^T)) \\ + \alpha_p \rho_p \vec{g} + \mathbf{M}_{ps} \end{aligned} \quad (4.4)$$

onde μ_p é a viscosidade dinâmica da fase p , \mathbf{M}_{ps} é a força de interação interfacial entre as fases, p é a pressão compartilhada por ambas as fases e \vec{g} é a aceleração da gravidade.

Para fechamento da Eq. (4.4) o termo \mathbf{M}_{ps} precisa ser modelado através de equações apropriadas em função das forças que atuam na

interface. Essas forças dependem de atrito viscoso, diferenças de pressão, efeitos de curvatura, etc., estando sujeitas às seguintes condições: $\mathbf{M}_{ps} = -\mathbf{M}_{sp}$ e $\mathbf{M}_{pp} = 0$. Convém notar que \mathbf{M}_{ps} representa uma média da transferência de quantidade de movimento na interface e não inclui nenhuma contribuição devido à interação turbulenta entre as fases.

Antes de adentrar na formulação matemática do termo \mathbf{M}_{ps} , será apresentada a formulação empregada para métodos de captura de interface (VOF).

4.3. MÉTODOS DE CAPTURA DE INTERFACE

O Modelo de Dois Fluidos é aplicado com grande sucesso na solução de escoamentos em que uma das fases é dispersa, como o padrão borbulhado. Nestes casos, é comum os elementos da malha serem maiores do que as bolhas dispersas na fase líquida. Uma discussão sobre a relação entre os tamanhos de malha e do domínio computacional em comparação ao diâmetro das bolhas foi apresentada por Paladino (2005).

Nos escoamentos estratificados, anulares e intermitentes (pistonado e em golfadas), tem-se uma interface entre as fases bem definida, que pode perfazer diversos elementos da malha. Desta forma, um modelo de captura de interface pode ser utilizado a fim de rastrear a posição da interface líquido-gás ao longo da tubulação. Nesta categoria, o modelo mais referenciado na literatura é o Volume de Fluido (volume of fluid, VOF), sendo este aplicado para escoamento em microcanais (Taha e Cui (2006) e Gupta et al. (2009)), onde efeitos de gravidade podem ser desprezados, ou em escoamento em tubulações, onde efeitos de gravidade devem ser considerados (Frank, 2005). A seguir, serão apresentados os principais detalhes da formulação matemática do modelo e suas considerações.

A formulação do modelo VOF implica no fato de que dois ou mais fluidos (fases) permaneçam separados por uma interface bem definida, ao longo de todo domínio computacional, sem a presença de escoamento disperso. Em cada volume de controle, a soma das frações volumétricas das fases é igual a um. Cada fase tem seu campo de velocidade resolvido em separado, pelo Modelo de Dois Fluidos, sendo ponderado pela fração volumétrica das fases. Desta forma as variáveis e propriedades termofísicas em qualquer célula é dada pela representação

de uma fase ou mistura das fases dependendo do seu valor de fração volumétrica.

O rastreamento da(s) interface(s) entre as fases é realizado pela solução da equação de transporte da fração volumétrica de uma ou mais fases na interface. Para as $p^{enésima}$ fases a equação de transporte tem a seguinte forma,

$$\frac{1}{\rho_p} \left(\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_p) + \vec{v}_p \cdot (\nabla \alpha_p) \right) = 0 \quad (4.5)$$

No escoamento bifásico, a Eq. (4.5) é resolvida apenas para a fase secundária (água), sendo que a fração volumétrica da fase primária (ar) é obtida por,

$$\sum_{p=1}^n \alpha_p = 1 \quad (4.6)$$

4.4. TRANSFERÊNCIA DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO ENTRE AS FASES

Como apresentado no trabalho de Rezende *et al.* (2015), o termo de forças interfaciais, responsável pela transferência de quantidade de movimento através da interface, pode ser modelado como uma composição linear de diferentes grandezas, sendo elas, $\mathbf{M}_p = F_p^{Drag} + F_p^{Lift} + F_p^{VM} + F_p^{Baset} + \dots$, em que cada uma tem uma forma funcional distinta. Contudo, em uma etapa anterior a esta decomposição, logo após o processo de promediação das equações de transporte, o termo de transferência de quantidade de movimento tem a seguinte forma,

$$\mathbf{M}_p = -\langle \bar{\mathbf{T}}_i \cdot \nabla \chi_p \rangle \quad (4.7)$$

onde $\bar{\mathbf{T}}_i$ e $\nabla \chi_p$ representam as tensões na interface e o gradiente da função indicadora de fase. Utilizando a mesma filosofia aplicada à Hipótese de Boussinesq, em que o tensor de Reynolds é descrito como função dos gradientes de velocidades, o modelo proposto por Rezende *et al.* (2015) considera a ação das forças em cada lado da interface como função dos gradientes de velocidade, por meio da diferença do produto

escalar entre o tensor dentro de cada fase e o vetor normal a ela, como descrito pela seguinte expressão,

$$\mathbf{M}_{ps} = \alpha_p \mathbf{M}_p + \alpha_s \mathbf{M}_s \quad (4.8)$$

onde $\mathbf{M}_p = -\langle \bar{\mathbf{T}} \rangle_p \cdot \nabla \alpha_p$ e $\mathbf{M}_s = -\langle \bar{\mathbf{T}} \rangle_s \cdot \nabla \alpha_s$, ou seja uma média ponderada pela fração volumétrica das fases. Lembrando que $\langle \nabla \chi_p \rangle = \nabla \alpha_p$, como apresentado em Ishii e Hibiki (2006).

O modelo proposto neste estudo para as forças de interface busca manter-se o mais próximo possível da forma funcional da Eq. (4.8), sendo esta implementada sem nenhuma alteração. Em problemas que envolvem turbulência, o tensor tensão de Reynolds ($\bar{\mathbf{T}}^{\text{Re}} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$) pode ser incluído diretamente na Eq. (4.8), resultando na descrição aqui adotada para as forças de interface, como apresentado na seguinte equação,

$$\mathbf{M}_{ps} = -\alpha_p \langle \bar{\mathbf{T}} + \bar{\mathbf{T}}^{\text{Re}} \rangle_p \cdot \nabla \alpha_p - \alpha_s \langle \bar{\mathbf{T}} + \bar{\mathbf{T}}^{\text{Re}} \rangle_s \cdot \nabla \alpha_s \quad (4.9)$$

Utilizando o modelo de viscosidade turbulenta proposto por Boussinesq para escoamentos incompressíveis, dada pela equação,

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial U_j} + \frac{\partial U_j}{\partial U_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (4.10)$$

e desconsiderando momentaneamente o último termo, $2/3 \rho k \delta_{ij}$, visto que a energia cinética turbulenta k ainda não é conhecida nos cálculos (sendo obtida em uma iteração posterior), obtém-se a seguinte equação,

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{ps} = & -\alpha_p \mu_{eff_p} (\nabla \vec{V} + \nabla^T \vec{V}) \cdot \nabla \alpha_p \\ & -\alpha_s \mu_{eff_s} (\nabla \vec{V} + \nabla^T \vec{V}) \cdot \nabla \alpha_s \end{aligned} \quad (4.11)$$

Os termos $\nabla^T \vec{V}$ e μ_{eff} representam o gradiente de velocidade transposto e a viscosidade efetiva, que é a soma das viscosidades turbulenta e molecular. No trabalho de Rezende *et al.* (2015) a Eq. (4.11) foi desenvolvida para regiões onde a interface é bem definida sem reentrância de uma fase em outra. Para simular escoamentos com a presença de pequenas bolhas dispersas em uma fase que apresenta uma interface de grande escala bem definida (por exemplo, como um pistão

de líquido aerado no padrão *slug*), um método híbrido se faz necessário. Neste método, os gradientes de fração volumétrica das fases, $\nabla\alpha_p$ e $\nabla\alpha_s$ da Eq. (4.11), são calculados adequadamente para cada região, visto que tendem a zero nas regiões de escoamento disperso (região das bolhas), onde a fração volumétrica das fases apresentam variações suaves ao longo do domínio. Contudo, foge do escopo deste trabalho simular escoamentos dispersos em conjunto com escoamentos de superfície livre, em virtude de não ter sido utilizado um modelo de captura de interface (VOF) apropriado que permitisse este modelamento. No trabalho de Rezende *et al.* (2015), de acordo com o desenvolvimento da formulação apresentada, o termo $\nabla^T \vec{V}$ foi desconsiderado, sendo este utilizado na Eq. (4.11) no modelo proposto, com a finalidade de se capturar a deformação por completo do escoamento médio.

Em testes iniciais foram observados o surgimento de vetores de força na interface com magnitudes até 100 vezes superiores aos vetores vizinhos, em regiões da malha com grandes razões de aspecto, onde a interface se apresentava com curvaturas acentuadas ou em regiões de descontinuidades. A fim de minimizar o efeito desses gradientes de força irrealis (superestimados), foi introduzido no modelo de força de interface uma correção posposta pela seguinte equação,

$$\mathbf{M}_{ps} = \min[\mathbf{M}_{ps}, 20 \times \overline{\mathbf{M}_{ps}}] \quad (4.12)$$

A Figura 4.3 apresenta valores de força de interface superestimados (vetores em vermelho) logo após a entrada do ar e água no domínio computacional. A linha preta paralela no centro da figura representa a posição da interface.

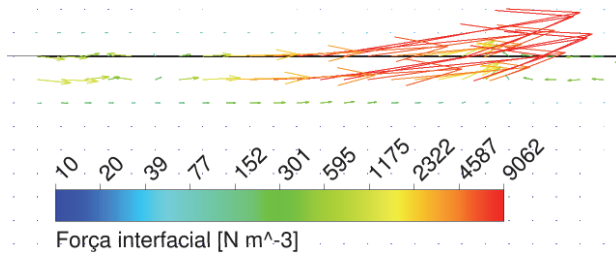


Figura 4.3 – Força interfacial.

Valores locais para o cálculo do termo $\overline{\mathbf{M}_{ps}}$, resultariam em um filtro melhor para determinação de forças de interface sobrestimadas,

porém não foi achada uma função adequada no ANSYS-FLUENT para obtenção de uma média local da magnitude das forças de interface. O cálculo da média de \mathbf{M}_{ps} foi realizado somente na região do domínio para valores de $\|\nabla\alpha_p\| > 100$, sendo esta região muito próxima a interface.

4.5. MODELOS DE TURBULÊNCIA

Para este trabalho, foi escolhido o modelo de turbulência $k - \omega$ SST devido à sua versatilidade, inclusive em escoamentos que apresentam fortes mudanças de direção e deformações da camada cisalhante. As principais diferenças entre o modelo $k - \omega$ tradicional e o $k - \omega$ SST são apresentadas a seguir:

- Mudança gradual do modelo padrão $k - \omega$ na região interna da camada limite para o modelo $k - \varepsilon$ na região mais externa da camada limite onde, são observados altos números de Reynolds;
- Formulação modificada da viscosidade turbulenta para levar em consideração efeitos de transporte das principais tensões cisalhantes turbulentas.

O modelo $k - \omega$ SST também apresenta a possibilidade de correção para escoamentos com baixos números de Reynolds turbulento através das modificações propostas por Wilcox (2008). As equações de transporte, métodos de cálculo da viscosidade turbulenta, e métodos de cálculo de modelos para avaliar as constantes e outros termos serão apresentados abaixo.

O modelo de transporte de tensão cisalhante (*Shear Stress Transport* – SST) $k - \omega$ foi desenvolvido por Menter (1994) para mesclar a formulação do modelo $k - \omega$ junto a regiões onde apresentam grandes deformações do escoamento (geralmente próximas à parede) com o modelo $k - \varepsilon$ para regiões de escoamento livre longe de paredes.

4.5.1. Equação de Transporte para o Modelo SST

As equações de transporte de k e ω são apresentadas abaixo,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + G_k - Y_k \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (4.14)$$

onde G_k e G_ω representam a produção de energia cinética turbulenta, Γ_k e Γ_ω representam a difusividade efetiva, Y_k e Y_ω representam a dissipação turbulenta para k e ω e D_ω representa o termo de difusão cruzada para ω . O termo de produção e dissipação turbulenta de k é o mesmo que aquele encontrado na literatura para o modelo $k - \omega$ simples, e seu detalhamento das equações e modelagem podem ser encontrados em Menter (1994). Serão apresentadas aqui somente as modificações do modelo original proposto e apresentado no manual Ansys® (2015a), *Theory Guide*, para o modelo $k - \omega$ SST.

4.5.2. Modelo de Difusividade Efetiva

A difusividade efetiva para o modelo SST é dada por $k - \omega$,

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (4.15)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (4.16)$$

onde σ_k e σ_ω são números de Prandtl turbulento para k e ω respectivamente. A viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada pela seguinte expressão,

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega}\right]} \quad (4.17)$$

onde S é magnitude da taxa de deformação e,

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1 - F_1)/\sigma_{k,2}} \quad (4.18)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1 - F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (4.19)$$

onde $\alpha^* = 1$. Em condições de baixos números de Reynolds turbulento, é proposta a seguinte correção,

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k} \right) \quad (4.20)$$

sendo que $\text{Re}_t = \rho k / \mu \omega$, $R_k = 6$, $\alpha_0^* = \beta_i / 3$ e $\beta_i = 0,072$. As funções de mistura, F_1 e F_2 são dadas por,

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (4.21)$$

onde,

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (4.22)$$

e,

$$D_\omega^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (4.23)$$

e para F_2 ,

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (4.24)$$

onde,

$$\Phi_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right) \quad (4.25)$$

A produção de ω é dada pela seguinte equação,

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\nu_t} G_k \quad (4.26)$$

sendo que o termo G_k difere do modelo padrão $k - \omega$ alterando-se o termo de α_∞ uma constante para a seguinte expressão,

$$\alpha_\omega = F_1 \alpha_{\omega,1} + (1 - F_1) \alpha_{\omega,2} \quad (4.27)$$

onde,

$$\alpha_{\omega,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{w,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (4.28)$$

e,

$$\alpha_{\omega,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{w,2} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (4.29)$$

O termo Y_k representa a dissipação da energia cinética turbulenta e é definida de maneira similar ao modelo $k - \omega$ padrão. A diferença se resume ao termo f_β , que no modelo SST é igual a um. Assim tem-se a seguinte expressão para a dissipação de k ,

$$Y_\omega = \rho \beta_i \omega^2 \quad (4.30)$$

O termo Y_ω representa a dissipação de ω , e é definido de maneira semelhante ao modelo $k - \omega$ padrão. A diferença reside no fator de que, no modelo SST, β_1 não é mais constante e sim calculado por,

$$Y_\omega = \rho \beta_i \omega^2 \quad (4.31)$$

onde,

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (4.32)$$

O modelo $k - \omega$ SST é baseado nos modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ padrão. Para mesclar esses dois modelos, o modelo $k - \varepsilon$ padrão foi transformado em equações baseadas sobre k e ω , onde se introduz o termo cruzado de difusão, D_ω , definido como,

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega,2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4.33)$$

As constantes do modelo $k - \omega$ SST, apresentam o seguinte valores:

$$\begin{aligned} \sigma_{k,1} &= 1,176 & \sigma_{\omega,1} &= 2,0 & \sigma_{k,2} &= 1,0 & \sigma_{\omega,2} &= 1,168 \\ \alpha_1 &= 0,31 & \beta_{i,1} &= 0,075 & \beta_{i,2} &= 0,0828 \end{aligned}$$

4.5.3. Amortecimento da Turbulência na Interface

A presença de uma interface, ou seja, de um salto de descontinuidade entre as propriedades das fases influencia no comportamento da turbulência em cada fase. Por exemplo, uma produção excessiva de energia cinética turbulenta junto a interface foi observada no trabalho de Reboux *et al.* (2006), quando utilizado modelos LES Smagorinsky padrão. Em simulações onde as equações são resolvidas diretamente (DNS), foi observado um decaimento da turbulência junto a interface, similar ao fenômeno de decaimento da

turbulência que ocorre junto a parede, sendo estes resultados apresentado no trabalho de Fulgosi *et al.* (2003). Em consequência da excessiva produção turbulenta junto a interface devido aos altos gradientes de velocidade nesta região, Egorov (2004) observou níveis de turbulência demasiadamente grandes quando utilizados modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$. Para a formulação do Modelo de Dois Fluidos, Egorov (2004) propôs um procedimento de amortecimento turbulento simétrico para ambas as fases presentes no escoamento. Este procedimento fornece um amortecimento análogo ao utilizado na região próxima à parede nos modelos de turbulência $k - \omega$. Com a finalidade de reproduzir o efeito de amortecimento da turbulência junto a interface, Egorov (2004) introduziu no lado direito da equação de transporte de ω (Eq. (4.14)), o seguinte termo,

$$S_i = A_i \Delta n \beta \rho_i \left(\frac{B 6 \mu_i}{\beta \rho_i \Delta n^2} \right)^2 \quad (4.34)$$

onde A_i é a densidade de área interfacial da fase i , Δn é altura normal da célula até a interface, $\beta = 0,075$, B é o fator de amortecimento, que pode assumir valores entre 10 e 100 (Egorov, 2004), μ_i é a viscosidade dinâmica e ρ_i densidade da fase i . A densidade de área interfacial para a fase i é calculada como,

$$A_i = 2\alpha_i |\nabla \alpha_i| \quad (4.35)$$

onde α_i é a fração volumétrica da fase i e $\nabla \alpha_i$ é o modulo do gradiente da fração volumétrica.

A altura normal da célula até a interface, Δn , é calculado usando informações da malha e da interface. Este modelo de amortecimento é aplicado em ambas as fases, já que o modelo de turbulência é resolvido distintamente para cada fase.

4.5.4. Tratamento de Parede

O modelo $k - \omega$ SST não necessita de função de parede, visto que foi desenvolvido justamente para regiões de grandes deformações próximas a paredes. Contudo, ao longo dos anos, melhorias foram sugeridas, modificando a equação de transporte para k na região junto à parede, como proposto por White e Christoph (1971) em situações de gradientes de pressão adversos e baixos números de Reynolds

turbulentos. O mesmo foi realizado para a equação de ω junto à parede, obtendo-se a seguinte formulação apresentada por Huang *et al.* (1993),

$$\omega_w = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu} \omega^+ \quad (4.36)$$

onde, para a região da subcamada viscosa, tem-se,

$$\omega^+ = \frac{6}{\beta_i (y^+)^2} \quad (4.37)$$

e para a região logarítmica,

$$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^*}} \frac{du_{turb}^+}{dy^+} \quad (4.38)$$

Portanto, um tratamento de parede pode ser definido para a equação de ω , que alterna automaticamente da formulação de subcamada viscosa para a função de parede (região logarítmica), dependendo da malha. Desta forma, com um bom refino de malha junto à parede, o modelo $k - \omega$ SST proposto resolve com boa precisão tanto regiões junto à parede como na região central do escoamento.

4.6. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Os demais modelos apresentados neste capítulo, tais como, Modelo de Dois Fluidos, modelo de Volume dos Fluidos, modelo de turbulência $k - \omega$ SST, modelo de Amortecimento de Turbulência na interface, já se encontram disponíveis no *software* de simulação numérica do escoamento de fluidos ANSYS-FLUENT.

Entretanto, o modelo de Transferência de Quantidade de Movimento entre as Fases, adaptado do trabalho de Rezende *et al.* (2015), foi implementado como uma função externa do usuário, através de um código escrito na linguagem C, no software ANSYS-FLUENT. O código se apresenta disponível no Apêndice A:.

Capítulo 5: Métodos Numéricos

Neste capítulo serão apresentados os métodos numéricos utilizados para a discretização das equações de transporte (balanços de massa e de quantidade de movimento), o método de captura de interface, os modelos de turbulência e demais modelos utilizados para descrever as forças de interface. Também serão definidos o domínio computacional, as condições de contorno utilizadas, além de critérios de convergência e métodos utilizados para o estudo de independência da malha. Na última seção, será apresentada a metodologia de comparação entre os resultados experimentais e numéricos e o pós-processamento destes últimos.

Neste trabalho foi utilizado para o estudo dos problemas propostos o software comercial ANSYS-FLUENT. Os demais modelos e métodos de discretização numéricos apresentados neste capítulo estão referenciados em Ansys® (2015a), *Theory Guide*.

5.1. INTRODUÇÃO

No método de volumes finitos as equações diferenciais que descrevem o problema são integradas no espaço e no tempo em cada volume de controle gerado na malha computacional, obtendo-se assim um sistema de equações algébricas. O sistema de equações lineares resultante é escrito na seguinte forma, $[A]\{\phi\} = [B]$, sendo que devido à esparsidade e não-diagonalidade da matriz, opta-se, na maioria dos casos, por um método iterativo de solução do sistema linear. Em casos onde não-linearidades estão presentes (termos fontes na equação da quantidade de movimento), um procedimento iterativo para atualizar a matriz de coeficientes é sempre necessário. Funções de interpolação para a determinação dos valores das incógnitas ϕ e de suas derivadas nas faces dos volumes de controle são empregadas para cálculo de fluxos e são fundamentais para a estabilidade do método e manutenção da esparsidade da matriz. A escolha do método de acoplamento pressão velocidade é essencial para obtenção de uma boa convergência numérica, visto que a atualização das pressões depende dos métodos propostos. Maiores detalhes sobre métodos de volumes finitos podem ser encontrados em Versteeg e Malalasekera (2007) e Maliska (2004).

5.2. DISCRETIZAÇÃO NUMÉRICA

5.1.1. Métodos de Solução

Neste trabalho, optou-se pela utilização de um método acoplado de solução dos campos de velocidades, fração volumétrica e pressão devido à sua maior velocidade de convergência numérica, apesar da presença de instabilidades. Foi utilizada uma formulação totalmente implícita na linearização das equações de transporte para os termos temporal, advectivo, difusivo e termos fontes, com um arranjo de malha co-localizado. O sistema linear de equações algébricas foi resolvido por um método iterativo de decomposição LU incompleto, em conjunto com o método *Multigrid* (AMG – *Algebraic Multigrid Method*), que é responsável por acelerar a convergência. Um esquema de interpolação *upwind* de segunda ordem foi utilizado para equações de transporte e para o termo temporal reduzindo a difusão numérica e aumentando a precisão da solução. Para as equações da turbulência, foi utilizado um esquema *upwind* de primeira ordem. O acoplamento pressão-velocidade foi realizado através de um acoplamento direto cujo método de interpolação utiliza valores das células vizinhas à face onde se deseja calcular os fluxos, bem como as velocidades u , v e w , obtendo-se assim uma matriz “cheia” com esparsidade reduzida.

Considere um sistema simples, com apenas uma fase presente. Os componentes de correção de velocidades são denotados por \dot{u} , \dot{v} e \dot{w} , com \dot{p} denotando a correção da pressão compartilhada. Uma vez que as variáveis são discretas, estas podem ser denotadas por \dot{P} e \dot{U} . O sistema linear gerado para a solução de um sistema de apenas uma fase é dado por,

$$\begin{pmatrix} A_p & C_U \\ B_U & A_U \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P' \\ U' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_p \\ S_U \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Considere agora um sistema multifásico com n fases, sendo a correção de velocidade de cada fase denotada por \dot{u}_k , \dot{v}_k e \dot{w}_k nas três direções cartesianas. O sub-índice k representa a notação da fase, \dot{p} a notação de correção da pressão e $\dot{\alpha}_k$ a correção da fração volumétrica. Por simplicidade, a matriz obtida será apresentada apenas para duas fases, onde o vetor solução tem a seguinte forma $(\dot{p}, \dot{u}_1, \dot{v}_1, \dot{w}_1, \dot{u}_2, \dot{v}_2, \dot{w}_2, \dot{\alpha}_2)$ ou em notação curta $(\dot{P}, \dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{\alpha}_2)$. O sistema linear para escoamento multifásico pode ser entendido como uma extensão do

sistema linear monofásico gerado por um sistema de solução acoplado, como mostrado abaixo,

$$\begin{pmatrix} A_p & C_{U1} & C_{U1} & C_{U1} \\ B_{U1} & A_{U1} & A_{U12} & D_{U1} \\ B_{U2} & A_{U21} & A_{U2} & D_{U2} \\ E_p & E_{U1} & E_{U1} & A_{\alpha 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p' \\ U'_1 \\ U'_2 \\ \alpha'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_p \\ S_{U1} \\ S_{U2} \\ S_{\alpha 2} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

É importante observar que dois métodos de relaxação serão empregados para obter uma solução estável em função do uso do esquema de interpolação de segunda ordem, responsável por gerar oscilações numéricas. São eles: o uso de um fator de relaxação para as equações de conservação de quantidade de movimento e a introdução do número de Courant para relaxação das velocidades.

5.1.2. Método do Volume de Fluido (VOF)

No método VOF, a densidade e a viscosidade dinâmica são modeladas pelas seguintes equações nos volumes de controle,

$$\rho = \rho_p + (\rho_s - \rho_p)\alpha_s \quad (5.3)$$

$$\mu = \mu_p + (\mu_s - \mu_p)\alpha_s \quad (5.4)$$

onde p e s representam as fases primária e secundária, sendo estas o ar e a água, respectivamente. α_s representa a fração volumétrica da fase dispersa. Assim como as equações da conservação da massa e quantidade de movimento, a equação de conservação volumétrica das fases é transportada pelo campo de velocidade segundo a Eq. (4.5).

No ANSYS-FLUENT, o método VOF resolve o problema da atualização do campo de frações volumétricas, α_s , utilizando coordenadas geométricas de uma malha fixa, o campo de velocidades e a distribuição da fração volumétrica de um passo de tempo anterior. Em um caso 2D, a interface é considerada uma linha segmentada com transições suaves de um volume para outro, sendo esta sempre contínua. Com o objetivo de se reconstruir a interface, primeiramente é preciso determinar quais células contêm a interface, e então definir a localização dessas células levando-se em consideração a fração volumétrica das células vizinhas. Os tipos de métodos VOF mais simples são os métodos SLIC (*Simple Line Interface Calculation*) ou algoritmos SOLA-VOF

(Hirt e Nichols, 1981). Estes métodos são de precisão de primeira ordem para a reconstrução da interface. Geralmente a reconstrução da interface é uma composição artificial de uma sequência de segmentos alinhado com a malha. As Figura 5.1 (a), (b) e (c) mostram a interface exata demarcada pela função de rastreamento de interface dado pelo método VOF para um arco circular, a interface reconstruída por um esquema *donnor-acceptor* e a interface reconstruída utilizando o método VOF explícito em conjunto com o método de reconstrução geométrica PLIC (Youngs, 1982).

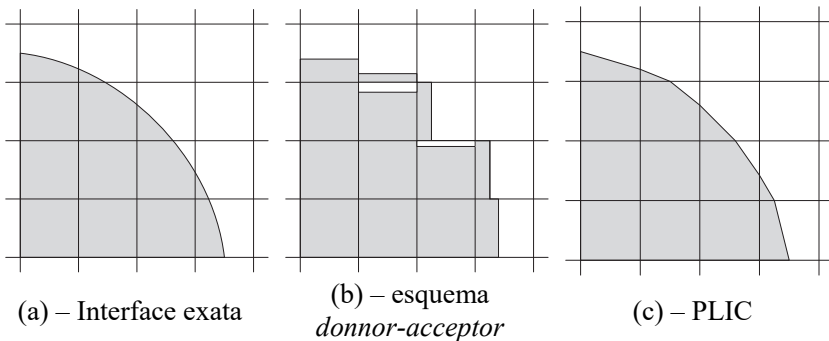


Figura 5.1 – Interface numérica líquido-gás de acordo com diferentes métodos de reconstrução.

A formulação implícita para a solução da Eq. (4.5) que descreve o transporte da fração volumétrica é discretizada da seguinte maneira,

$$\frac{\alpha_p^{n+1}\rho_p^{n+1} + \alpha_p^n\rho_p^n}{\Delta t}V + \sum_f (\rho_p^{n+1}U_f^{n+1}\alpha_{p,f}^{n+1}) = 0 \quad (5.5)$$

onde, $n + 1$ é o passo de tempo da interação atual, n passo de tempo da interação anterior, α_p^{n+1} valor da fração volumétrica da célula para o passo de tempo $n + 1$, α_p^n valor da fração volumétrica da célula para o passo de tempo n , $\alpha_{p,f}^{n+1}$ valor na face da fração volumétrica para o passo de tempo $n + 1$, U_f^{n+1} fluxo volumétrico pela face para o passo de tempo $n + 1$ e V é o volume da célula.

Uma vez que a fração volumétrica para o passo de tempo atual é função de outras propriedades do escoamento, neste mesmo passo de tempo, um método iterativo de mostra necessário para a solução do sistema em cada passo de tempo.

O método compressivo utilizado para a discretização da equação de transporte da fração volumétrica das fases é um esquema de reconstrução de segunda ordem baseado em uma função delimitadora de corte da fração volumétrica. Sendo a variável na face da célula discretizada pela seguinte expressão,

$$\phi_f = \phi_d + \beta \nabla \phi_d \quad (5.6)$$

onde ϕ_f é o valor na face do VOF (volume do fluido), ϕ_d é o valor da célula doadora do VOF, β é o valor delimitador de corte e $\nabla \phi_d$ é o valor para o gradiente da célula doadora do VOF.

A função de corte delimitadora para o esquema compressivo é resumida na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Esquemas de discretização.

Valor de β para a função de corte delimitadora	Esquema de Discretização
0	Esquema <i>upwind</i> de primeira ordem
1	Reconstrução de segunda ordem restringido por valores globais do mínimo/máximo da fração volumétrica
2	Método compressivo
$1 \leq \beta \leq 2$	Combinação entre esquemas de segunda ordem e compressivo

Neste trabalho foi utilizada uma modelagem para obtenção de uma interface fina e sem difusão numérica, sendo utilizado o valor padrão de 2 (Ansys®, 2015a) para β . O método de reconstrução da interface é o mesmo que utilizado no método HRIC (Hogg *et al.*, 2006), sendo este baseado em um método de alta resolução para esquemas *donnor-acceptor*.

5.1.3. Erros Numéricos

A representação das equações diferenciais parciais em expressões algébricas em um domínio discretizado no espaço e no tempo dão origem a erros de discretização espaciais e temporais, respectivamente. Quando as equações de transporte são bem discretizadas utilizando (i) métodos de interpolação que levam em

consideração a direção do escoamento, (ii) métodos de acoplamento pressão velocidade em uma única matriz e (iii) sistemas modernos de solução de sistemas lineares complexos, tais como métodos de solução algébricos de multi-malhas (AMG – *Algebraic Multigrid Solver*), observa-se que a solução é menos sensível ao refino de malha (espacial e temporal), aproximando-se de uma solução assintótica.

Neste trabalho, para a minimização dos erros de discretização, foi feito um estudo da convergência numérica, onde diferentes métodos de solução foram testados, tais como, *Geo-Reconstruct*, *Compressive* e *CICSAM* para a solução da fração volumétrica das fases, bem como métodos MUSCL e *Second Order Upwind* para a pressão. Também foram avaliados os melhores valores de relaxação e número de Courant a serem utilizados. Como para o problema em questão não se conhece na literatura nenhuma referência para a curva assintótica ótima de solução para comparação com a solução obtida numericamente, não será possível estimar o quanto a solução numérica se aproxima da sua assintótica ideal.

Devido ao método iterativo de solução, erros inerentes ao processo de atualização das variáveis de um passo de tempo a outro são gerados, uma vez que a solução numérica não é exata. Tais erros são avaliados por um critério de convergência. Em problemas transientes, estes erros propagam-se ao longo de toda simulação. Normalmente, os erros iterativos são estimados comparando-se as variações de uma determinada variável de uma iteração a outra, em todos os nós que formam a malha computacional. A equação utilizada para o cálculo dos erros intrínsecos ao procedimento iterativo de solução numérica para a direção x , também denominada como resíduos da iteração, é apresentada a seguir,

$$R^u = \frac{\sum | \sum_{nb} (a_{nb} u_{nb}) + b - a_p u_p |}{\sum | a_p u_p |} \quad (5.7)$$

sendo que a equação acima pode ser estendida para as coordenadas y e z . Para a conservação da massa, tem-se,

$$R_{norm}^C = \frac{R_{int, N}^C}{R_{máx. val. de 1 a 5 int.}^C}, \quad (5.8)$$

$$R_{int, N}^C = \sum | taxa de criação de massa |$$

5.1.4. Critérios de Convergência e Estudo de Malha

Três critérios de convergência foram adotados. O primeiro se refere ao monitoramento da conservação da massa entre a entrada e a saída do domínio para ambas as fases. Quando o resíduo do balanço de massa é inferior a 0,1%, o critério é satisfeito. O segundo critério adotado é o da máxima espessura da interface líquido-gás em função da difusão da interface decorrente dos métodos de discretização e reconstrução da interface. Uma vez que à interface líquido-gás deve permanecer a mais comprimida possível (um volume de controle), sem alterar o campo de velocidade ao seu redor, esta foi avaliada entre uma iteração e outra a fim de que permanecesse dentro de uma tolerância pré-definida. O terceiro critério utilizado foi o decaimento dos resíduos das variáveis comparados de um passo de tempo a outro, fornecido pelo próprio ANSYS-FLUENT. Este valor foi aplicado como critério de parada da solução ou critério de convergência para uma iteração seguinte em casos transientes. O decaimento contínuo dos resíduos das equações linearizadas indica que a solução caminha para a convergência, sendo assim outra medida da consistência do método numérico.

Uma vez obtida a convergência numérica para uma determinada malha, foi feito um refino da mesma para verificar se a solução se aproximou mais dos resultados experimentais obtidos. Quando a solução não mais se alterava em relação à solução da malha anterior, o critério de independência da malha com relação à solução do problema proposto estava satisfeito. A comparação entre a primeira malha, mais “grosseira”, que satisfaz os critérios de convergência e estabilidade anteriormente definidos, com as demais malhas refinadas foi feita com base (i) na verificação da posição da interface ao longo do tempo e (ii) na avaliação da diferença entre a distribuição cumulativa de frequências de surgimento das golfadas entre as malhas grosseiras e refinadas. Quando as frequências de golfadas e posição da interface na média não se alteravam mais (ou se alteravam dentro de uma tolerância) de uma malha para outra, o critério de independência de malha estava satisfeito.

5.2. CASOS ESTUDADOS E MODELOS NUMÉRICOS EMPREGADOS

Para a utilização da simulação numérica como ferramenta de análise, alguns critérios devem ser levados em consideração para a obtenção do melhor resultado possível. Dentro estes critérios destacam-

se: (i) bom dimensionamento de malha para minimizar os erros numéricos, (ii) condições de contorno e domínio bem ajustados à fenomenologia do problema, (iii) simplificações bem detalhadas e descritas, bem como (iv) comparação dos resultados numéricos e experimentais para a validação numérica.

Para as simulações numéricas do presente trabalho, foi escolhido o código comercial ANSYS-FLUENT devido à sua boa convergência numérica e fácil implementação dos problemas propostos e rotinas de programação externa do usuário. Para a construção e geração das malhas, foi utilizado o programa comercial ANSYS-ICEM.

5.2.1. Casos Estudados

a) Estudo da propagação e inicialização no escoamento dos regimes Pistonado (*Plug*) e Golfadas (*Slug*).

Para a obtenção da posição da interface em função do tempo, da frequência de propagação das estruturas e de suas velocidades de deslocamento, foram feitas 4 simulações numéricas com as mesmas velocidades superficiais médias dos experimentos realizados, apresentadas na Tabela 3.3. Sendo assim, na entrada do domínio computacional foram prescritas velocidades uniformes para o ar e água. Na saída do domínio foi implementada uma condição de pressão prescrita, a fim de modelar a pressão hidrostática exercida pela coluna de água nesta região, de acordo com a expressão, $P_{saída} = -\rho_s g y$. É importante ressaltar que esta condição é válida somente para $y \leq 0$, sendo a origem do sistema de coordenadas foi adotado no centro da circunferência da tubulação (x e $y = 0$) e na entrada do domínio computacional ($z = 0$). Foi utilizada a condição de não deslizamento em todas as paredes do domínio. A Figura 5.2 mostra o domínio computacional e as condições de contorno utilizadas.

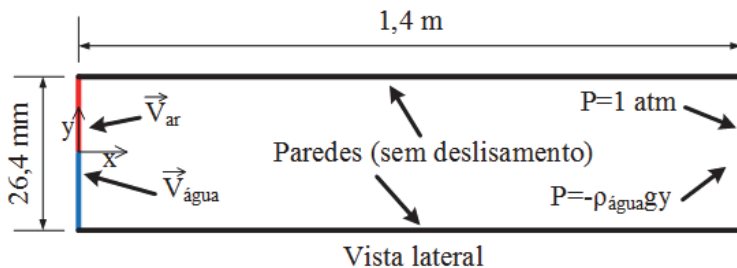


Figura 5.2 – Domínio e condições de contorno adotados.

Para a discretização do domínio computacional foi utilizada uma malha com volumes totalmente hexaedras como mostrado na Figura 5.3. Na direção x e y foi utilizado um espaçamento máximo de 0,5 mm longe da parede e de 0,1 mm junto a ela. A taxa de crescimento da malha foi de 20% de uma célula para outra. Na direção longitudinal da tubulação, foi utilizado um espaçamento constante de 2 mm, a fim possibilitar a simulação dentro dos recursos computacionais disponíveis. A malha apresentou um total de aproximadamente 3 milhões de volumes. O tempo computacional em média para se obter aproximadamente 50 passagens de grandes golfadas (*slugs*) e pistões de líquido (*plugs*) ($\alpha_{\text{gás}} \approx 0$) foi de 190 h, aproximadamente 8 dias de simulação. O comprimento do domínio computacional foi de 1,4 m, 0,2 m maior que a seção de teste, afim de reduzir efeitos do retorno de gás, decorrentes do uso de pressão prescrita na condição de contorno de saída.

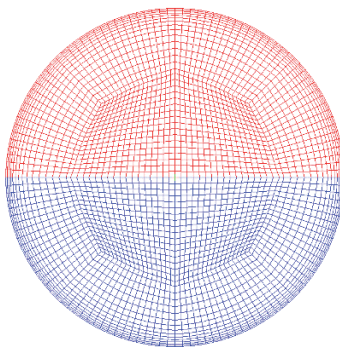


Figura 5.3 – Seção transversal da malha.

i. Modelos utilizados.

Para solução do campo de velocidades e transporte da fração volumétrica das fases, foi utilizada uma combinação do modelo de dois fluidos e do modelo de volume de fluido (VOF). A função do modelo VOF foi de manter as fases separadas, a fim de estudar os efeitos de interface fornecidos por esta formulação. Para a captura das forças de interface, foi utilizado o modelo de Transferência de Quantidade de Movimento entre as fases, descrito na Seção (4.4), dado pela Eq. (4.11). Para a descrição dos fenômenos de turbulência presentes no escoamento, foi utilizado o modelo $k - \omega$ SST em conjunto com a função de amortecimento da turbulência na interface descrita na

Seção (4.5). O valor do fator de amortecimento, B , da Eq. (4.34) foi admitido constante e igual a 100 para o regime de golfadas e 10 para o regime pistonado, tais como utilizado no trabalho de Höhne e Mehlhoop (2014). Também foi utilizada a correção para baixos números de Reynolds disponível para o modelo de turbulência $k - \omega$ SST. A aceleração da gravidade, g , foi utilizada para manter as fases em separado. Para o ar e a água foram adotadas propriedades termofísicas constantes a 24 °C, sendo elas, $\rho_{\text{ar}} = 1,188 \text{ kg/s}$, $\mu_{\text{ar}} = 1,84 \times 10^{-5} \text{ kg/ms}$, $\rho_{\text{água}} = 997,3 \text{ kg/s}$, e $\mu_{\text{ar}} = 9,11 \times 10^{-4} \text{ kg/ms}$, em função das baixas velocidades e pouca variação de temperatura. O passo de tempo utilizado foi de 0,00025 s para o escoamento no regime de golfadas e 0,0005 s para o regime pistonado, sendo estes 20 e 10 vezes menores que o tempo de aquisição dos quadros para obtenção das imagens nos testes experimentais. Em certas situações, foi necessário reduzir o passo de tempo em 10 vezes, em consequência do surgimento de instabilidades numéricas, caracterizadas pela presença de vorticidade excessiva no campo de velocidades, sendo este efeito mais pronunciado para o regime de golfadas. Para isto, foi utilizada uma função previamente disponível no ANSYS-FLUENT, denominada passo de tempo adaptativo, que avalia as instabilidades numéricas e reduz automaticamente o passo de tempo da solução. A constante do modelo de fechamento para as forças de interface, C_T , foi de 0,75, para ambos os regimes de escoamento estudados, sendo este valor adotado após uma análise paramétrica entre geração de vorticidade e dificuldade do modelo em inicializar instabilidades. Valores de C_T muito baixos dificultavam o surgimento das golfadas e valores muito altos promoviam um surgimento excessivo de vorticidade.

ii. Discretização numérica.

As equações de conservação da quantidade de movimento e da massa foram discretizadas utilizando o esquema MUSCL de terceira ordem. De acordo com Hirsch (2007), a principal vantagem deste método é a geração de campos de velocidade e pressão precisos em casos com altos gradientes de velocidade e grandes gradientes de fração volumétrica entre as fases. Para a solução do transporte da fração volumétrica, foi utilizado o esquema implícito de discretização *Compressive Scheme* (compressivo), devido à boa resolução entre espessura da interface (compressão) e espaçamento da malha, que esta discretização apresenta, sem o surgimento de correntes espúrias, quando comparado aos métodos geométricos. Para as equações do modelo de turbulência $k - \omega$ SST, foram aplicados esquemas *upwind* de primeira

ordem. Para a parte temporal, foi utilizado o método *bounded second order upwind*, método híbrido que utiliza discretizações de primeira e segunda ordem para o termo temporal, sendo este ponderado por um fator β . O valor padrão de 0,75 foi utilizado neste trabalho.

Tal como na avaliação experimental, dois sensores virtuais foram posicionados a uma distância de 70 mm entre si, a fim de obter medições numéricas da fração volumétrica do ar. Neste trabalho, foram utilizadas 10 iterações para obtenção da convergência numérica da solução a cada passo de tempo realizado no regime transiente.

b) Comparação dos perfis de velocidades numéricos e experimentais.

Para a obtenção dos perfis de velocidade nos escoamentos estratificados, foram simulados numericamente 3 casos com as mesmas velocidades superficiais médias dos experimentos, conforme apresentado na Tabela 3.3. Contudo, como a altura da coluna de líquido interfere diretamente no perfil de velocidades do regime estratificado, esta foi retirada diretamente dos resultados experimentais através do processamento digital da imagem. Assim, na saída a pressão prescrita ($P_{saída} = -\rho_s g y$) variou de acordo com a altura da coluna de líquido na seção transversal. As alturas da coluna de líquido correspondentes a cada teste foram de 12,7, 12,3 e 9 mm para os casos Estratificados 1, 2 e 3, respectivamente. As demais condições de contorno, modelos e esquemas de discretização numérica foram idênticas aos casos anteriores, modificando-se apenas a condição temporal de transiente para regime permanente. O comprimento do domínio computacional foi de 2,01 m, sendo que a malha apresentou um total de 5,4 milhões de volumes aproximadamente. O tempo total de simulação foi de aproximadamente 2 dias e 4 horas para cada caso estudado.

5.2.2. Análise da Influência da Malha na Solução Numérica

Nos testes iniciais realizados para o estudo de malha, foram construídas malhas grosseiras com espaçamentos de 1 mm de distância na parte central da tubulação no sentido transversal (para x e y) e com espaçamento de 2 mm no sentido longitudinal (z), mantendo-se 0,1 mm junto a parede. À medida que o escoamento se desenvolvia com o aumento do tempo de simulação, foram observadas divergências numéricas do problema quando as primeiras instabilidades começavam a surgir. Estas divergências se caracterizavam basicamente por uma rotação abrupta da fase líquida sobre si mesma, incorporando parte do

gás, muito antes que esta pudesse crescer e formar uma golfada. Após uma análise qualitativa, verificou-se que os gradientes de velocidade nesta região estavam sendo mal capturados devido ao refino de malha insuficiente. Desta forma, a malha foi sendo gradualmente refinada na região central do tubo, a fim de se obter um primeiro resultado, sem aumentar demais o número total dos volumes na malha e, consequentemente, o tempo total de simulação. Os primeiros resultados com boa convergência e estabilidade numérica foram obtidos para valores de espaçamento da malha de 0,65 mm, porém ainda com uma dificuldade do modelo em inicializar as instabilidades na interface responsáveis pelo surgimento da golfada. Os primeiros resultados a apresentarem valores coerentes quando comparados com os dados experimentais foram para espaçamentos da malha de 0,55 mm na região central. Contudo, o tempo computacional necessário para obtenção de um caso convergido já atingia 134 h de simulação (aproximadamente 5 dias e meio). A fim de melhorar os valores para obtenção de frequências de surgimento das grandes estruturas de golfadas e pistões de líquido (frequência dominante nos gráficos de densidade espectral de potência), para que fossem coerentes com os casos experimentais, optou-se por reduzir para 0,5 mm o espaçamento da malha na região central do domínio, mantendo um espaçamento de 0,1 mm junto às paredes. Este critério de 0,5 mm de espaçamento da malha foi adotado para não onerar demasiadamente o tempo total de simulação, bem como manter o valor do parâmetro y^+ próximo de 2 junto à parede. Além disso refinamentos maiores da malha demonstraram a incapacidade, em termos de recurso computacional necessário, para o processamento em paralelo utilizado no presente estudo, ou seja, os recursos computacionais disponíveis já estavam sendo usados em sua capacidade máxima.

5.2.3. Processamento Paralelo

Neste trabalho foram utilizados 2 servidores SUPERMICRO, com 72 núcleos (*cores*) cada, em conjunto com uma rede *infiniband*, para a partição da malha e redução do tempo computacional de processamento. Segundo o Ansys® (2015b), *User's Guide*, para evitar divergências numéricas, recomenda-se que a fronteira de uma partição não intercepte paralelamente uma interface líquido-gás (superfície livre), já que nestas regiões existem grandes gradientes de propriedades termodinâmicas, em decorrência do uso do modelo VOF. Caso ocorra essa interceptação normalmente resultada em divergência, o que deve ser evitado.

A partição da malha foi realizada com 140 divisões sucessivas (preservando-se 2 cores em cada máquina) no sentido longitudinal da tubulação, sendo que todas as partições apresentaram o mesmo número de volumes cada uma. É importante ressaltar que o ANSYS-FLUENT utiliza um sistema de sobreposição de regiões onde parte dos volumes das fronteiras são compartilhados em ambas as partições das malhas adjacentes uma a outra. Isto permite um maior acoplamento entre as partições com um melhor compartilhamento das variáveis nesta região. Contudo, este processo resulta em um aumento de 5% na alocação de memória e processamento.

5.3. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Os métodos de discretização numéricos apresentados neste capítulo são inerentes ao código do software comercial de mecânica dos fluidos e transferência de calor ANSYS-FLUENT, não podendo ser modificados através de uma rotina externa implementada pelo usuário. Estes métodos foram escolhidos baseados em trabalhos revisados na literatura afim de se obter uma solução estável e com boa convergência numérica, condizentes com a complexidade relacionados a escoamentos multifásicos.

Nos artigos revisados no Capítulo 2, foi observada uma tendência em vários trabalhos de se utilizar métodos de solução do sistema linear obtidos para os campos de velocidade e pressão de ambas as fases, de forma acoplada, sendo este método adotado no presente estudo.

A geometria e condições de contorno utilizadas para os casos estudados são relativamente simples, com a exceção da condição pressão prescrita na saída do domínio, que merece uma justificativa mais detalhada. Quando o nível de líquido apresentava uma altura abaixo de $y \leq 0$ (centro do tubo) este apresentava um retorno de ar na condição da saída, visto a pressão externa ser maior que a pressão interna da tubulação. Uma alternativa foi adotar a pressão na saída através da seguinte expressão: $P_{saída} = -\rho_s g y \alpha_p^{n-1}$, sendo α_p^{n-1} a fração volumétrica de líquido da interação anterior. Contudo, esta condição de contorno implicou na divergência da solução, pois quando o nível de líquido assumia uma tendência de elevação ou redução, este não regredia mais, sempre se elevando ou abaixando continuamente em cada interação.

Também não foi possível aplicar um método de linearização para a Eq. (4.11) do modelo de transferência de quantidade de movimento entre as fases, devido sua equação ser basicamente a viscosidade efetiva multiplicada pela deformação do escoamento médio. Contudo, como esta equação não apresenta não-linearidades este procedimento torna-se dispensável.

Capítulo 6: Resultados

Neste trabalho foram obtidos resultados experimentais e numéricos para escoamentos bifásicos nos regimes de golfadas, pistonado e estratificado. Na primeira parte do capítulo, serão apresentados os resultados obtidos nas simulações numéricas e nos testes experimentais, comparando as características espaciais e temporais da interface no tempo dos escoamentos em regime pistonado e em golfadas. Na segunda parte, serão comparados os campos de velocidade obtidos na simulação numérica e nos testes experimentais dos escoamentos estratificados.

6.1. ANÁLISE DO DESLOCAMENTO DAS ESTRUTURAS DO ESCOAMENTO INTERMITENTE

Para a avaliação da posição da interface líquido-gás em função do tempo para os escoamentos nos regimes de golfadas (*slug*) e pistonado (*plug*), foram testados quatro casos como apresentado na Tabela 3.3. Foram retiradas um total de 68480 imagens, em uma resolução de 1080 por 96 pixels, a uma taxa de aquisição de 200 Hz, resultando num total de 5,7 minutos de aquisição.

6.1.1. Regime de Golfadas

A Figura 6.1 e a Figura 6.2 mostram sequências de imagens de distribuição das fases no canal para a inicialização das golfadas nos casos *Slug 1* e *Slug 2*, respectivamente. As figuras foram inseridas duas a duas a fim de facilitar a comparação entre os resultados experimentais e numéricos; as figuras em que o líquido é mostrado com uma coloração cinza claro corresponde à medição experimental, enquanto que a de coloração negra corresponde à da simulação numérica. Para o caso *Slug 1*, o intervalo de tempo entre uma figura e outra é de 0,025 s e para o caso *Slug 2* o intervalo entre imagens sucessivas é de 0,035 s.

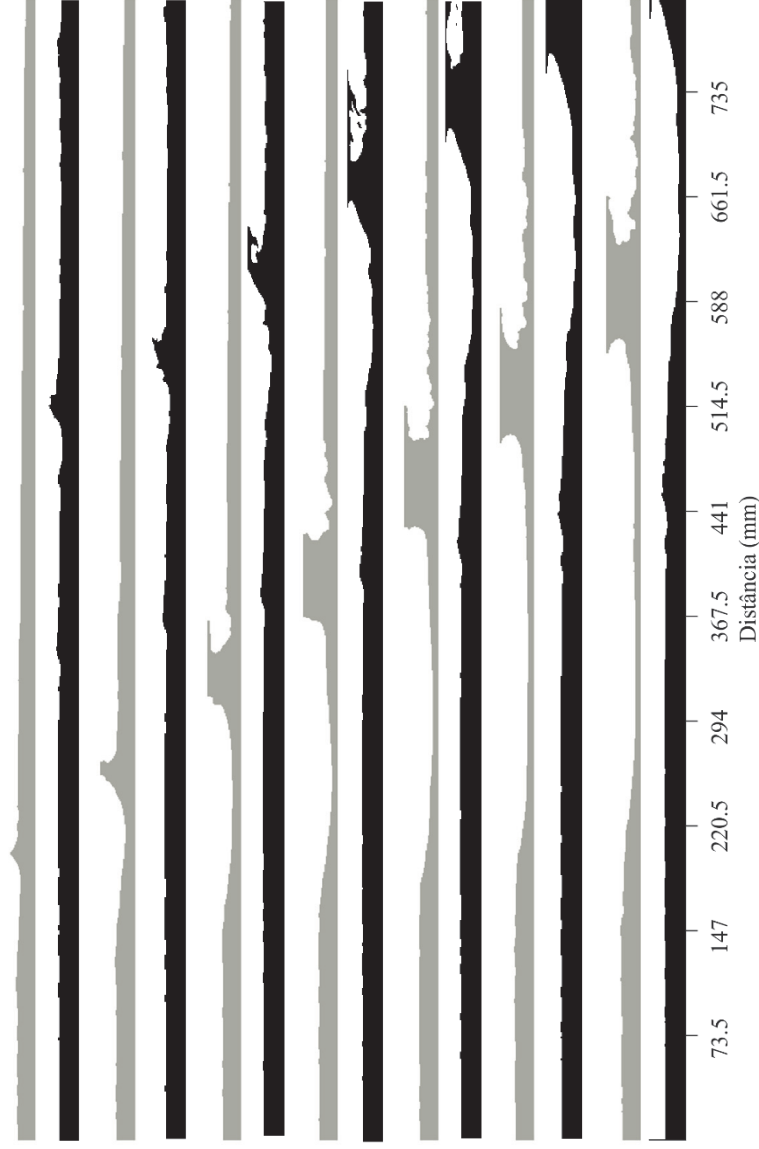


Figura 6.1 – Sequência de imagens do surgimento de uma gollada para o caso *Slug 1*. Cinza: Processamento de Imagem; Negro: Simulação.

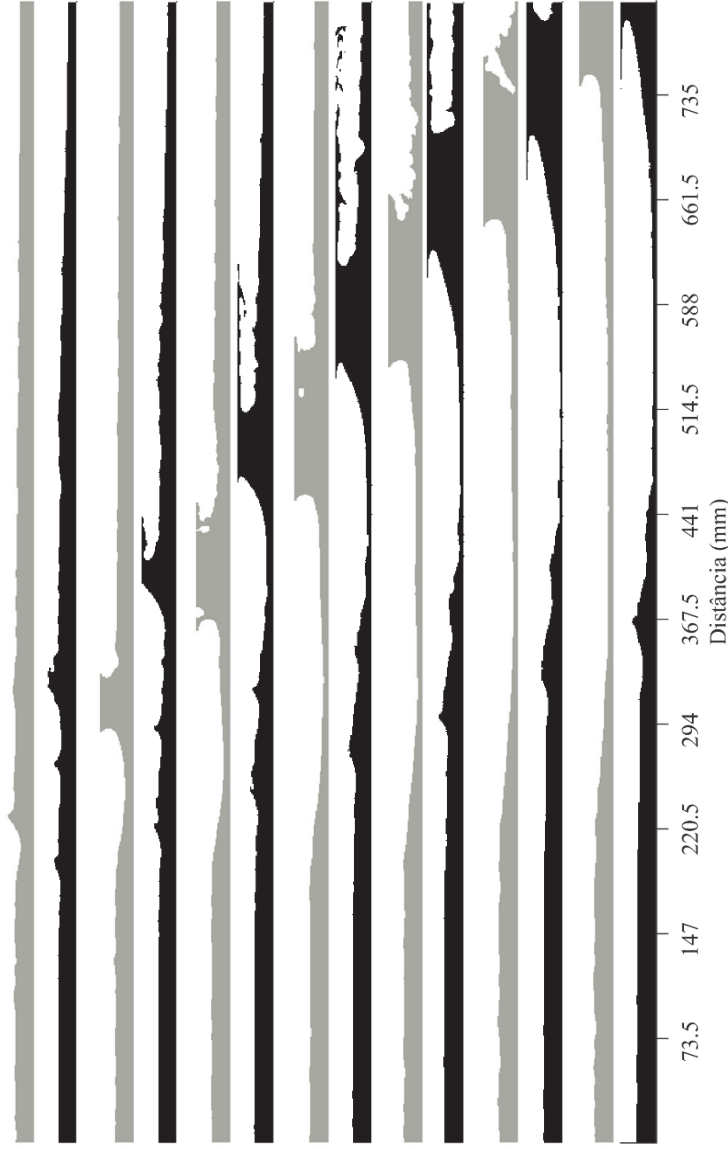


Figura 6.2 – Sequência de imagens do surgimento de uma golfada para o caso *Slug 2*. Cinza: Processamento de Imagem; Negro: Simulação.

É possível notar na Figura 6.2 que a espessura do corpo de líquido, bem como o nível de água após a passagem da golfada, foram muito similares entre os casos experimentais e numéricos. Em ambos os casos, a golfada surge a partir do crescimento de uma onda solitária devido a instabilidades de Kelvin-Helmholtz na interface (já que a velocidade do gás é significativamente maior que a do líquido). Porém, o surgimento da golfada, ou seja, sua inicialização, ocorre a uma distância maior do injetor para o caso numérico quando comparado com o experimental, sendo esta diferença da ordem de 0,3 m para o caso *Slug 1* e 0,15 m para o caso *Slug 2*. Tal discrepância mostra a dificuldade que o modelo numérico apresenta para amplificar e propagar as instabilidades geradas na interface em decorrência da diferença de velocidade entre as fases. Também é possível notar na Figura 6.2 um maior espalhamento da água, que mantém mais contato com a parte superior do tubo (filme de líquido), na simulação numérica com relação ao caso experimental. Outro fenômeno observado no modelo, que correspondeu muito bem ao resultado experimental, foi o aumento do tamanho do corpo de líquido (comprimento do pistão) à medida que a golfada avança. Este comportamento é explicado pelo fato da velocidade média do pistão ser maior do que a velocidade média do escoamento de líquido no filme à sua frente. A golfada, por sua vez, ao crescer e bloquear a seção transversal do tubo, promove um aumento de pressão a jusante, que acelera o pistão de líquido ao longo da linha.

A fim de facilitar a visualização dos parâmetros do deslocamento da golfada ao longo do tubo, como a velocidade de propagação, nível de líquido e tamanho do pistão de líquido, foi construída uma figura representando um mapa de níveis de líquido ao longo do tempo e do espaço. O mapa de nível foi construído através da interpolação do nível de líquido para uma mesma altura (superfície criada para $\alpha = 0,5$), onde os níveis são dados por uma sequência de planos posicionados lado a lado. Os planos foram retirados em um corte central da seção longitudinal do tubo para os casos experimentais (análise de imagem) e para os casos numéricos (CFD) para os casos *Slug 1* e *Slug 2*. A Figura 6.3 mostra como esses planos foram posicionados ao longo do tempo e do espaço para a criação da superfície interpoladora, bem como a visão o observador em relação a esses planos.

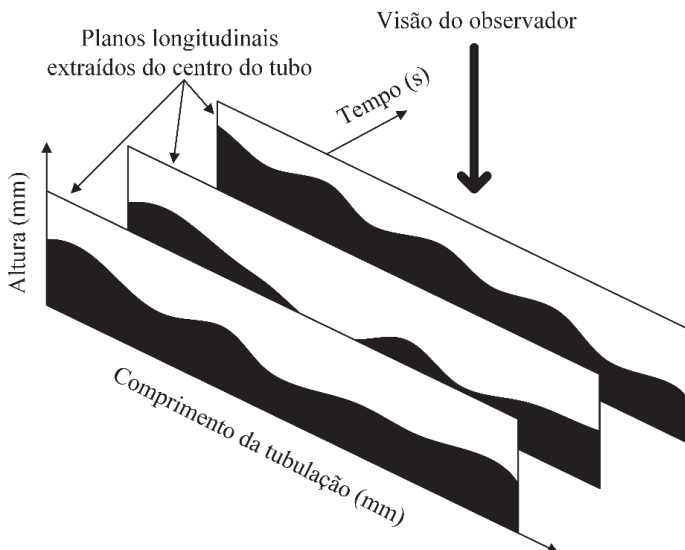


Figura 6.3 – Esquema de montagem dos quadros de fração volumétrica das fases.

A Figura 6.4 mostra os mapas de nível de líquido para os casos *Slug 1* (figuras a e b) e *Slug 2* (figuras c e d), respectivamente. Nas imagens criadas a partir dos resultados experimentais e numéricos, o pistão de líquido é visto como a região mais escura, enquanto que a região da bolha de Taylor em que o filme de líquido é mais fino é vista como aparece como a região mais clara. Ao se comparar os resultados numéricos e experimentais para cada caso, fica evidente o atraso no surgimento da golfada para as simulações numéricas de ambos os casos. Entretanto, fica evidente também na Figura 6.4, em comparação com a Figura 6.1 e com a Figura 6.2, que as velocidades de deslocamento da golfada nas simulações numéricas são muito próximas daquelas observadas experimentalmente, sendo estas dadas pelas inclinações das regiões escuras no plano espaço-tempo. Além disso, é claramente observado o crescimento da região do pistão de líquido à medida que este avança tubo adentro.

Nos mapas da Figura 6.4, ondas interfaciais são mais claramente observadas nas simulações numéricas, sendo que estas estruturas têm velocidades inferiores ao pistão de líquido (inclinações no plano espaço-tempo menos acentuadas). Contudo, pela comparação das inclinações das ondulações nas imagens, pode-se concluir que os resultados numéricos fornecem uma predição adequada daqueles obtidos experimentalmente.

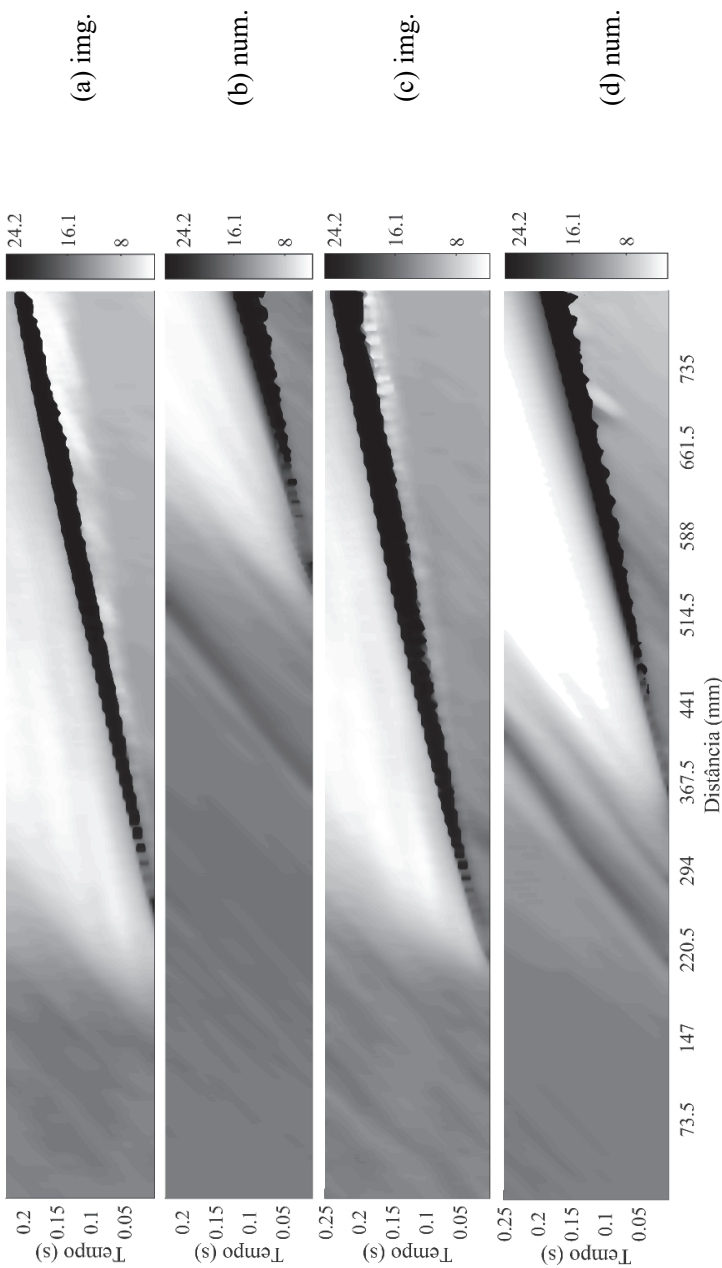


Figura 6.4 – Mapa de nível de líquido para os casos *Slug 1* e *Slug 2*. As figuras (a) e (c) são resultados do processamento de imagem e (b) e (d) são resultado obtidos das simulações numéricas.

6.1.2. Regime Pistonado

A Figura 6.6 e a Figura 6.7 mostram a distribuição das fases no tubo para os casos *Plug 1* e *Plug 2*, respectivamente. Novamente, as imagens em que o líquido é mostrado com uma coloração cinza claro representam os resultados experimentais, enquanto que a coloração negra corresponde aos resultados do modelo numérico. Devido às menores velocidades observadas nos casos *Plug*, os intervalos de tempo entre uma figura e outra foram de 0,12 s para o caso *Plug 1* e 0,11 s para o caso *Plug 2*.

Em ambos os casos mostrados na Figura 6.6 e na Figura 6.7, observa-se que o pistão de líquido se forma a montante da seção de visualização, onde é realizada a aquisição das imagens. Desta forma, não é possível visualizar o processo de inicialização do mesmo. Contudo, para o caso numérico, o processo de formação foi simulado, podendo ser observado em detalhe na Figura 6.7.

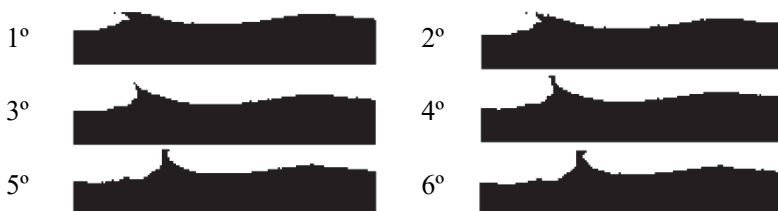


Figura 6.5 – Sequência de imagens da inicialização de um *plug* de líquido a partir do escoamento estratificado no misturador. O intervalo de tempo entre imagens sucessivas é de 0.001 s.

Através da Figura 6.7 é possível concluir que, devido ao nível de líquido ser alto junto à seção de entrada de gás e líquido (condição de contorno), há um aumento da velocidade do ar, provocando instabilidades localizadas na interface e, conseqüentemente, a geração de ondas maiores. Observa-se também que, após a passagem do pistão, a coluna de líquido permanece maior no caso numérico do que no caso experimental, o que promove um retorno mais rápido desta geração de instabilidades junto a entrada da seção de teste. Como será visto adiante, isto resulta em uma maior taxa de geração de pistões de líquido para o caso numérico, como apresentado na Tabela 6.2.

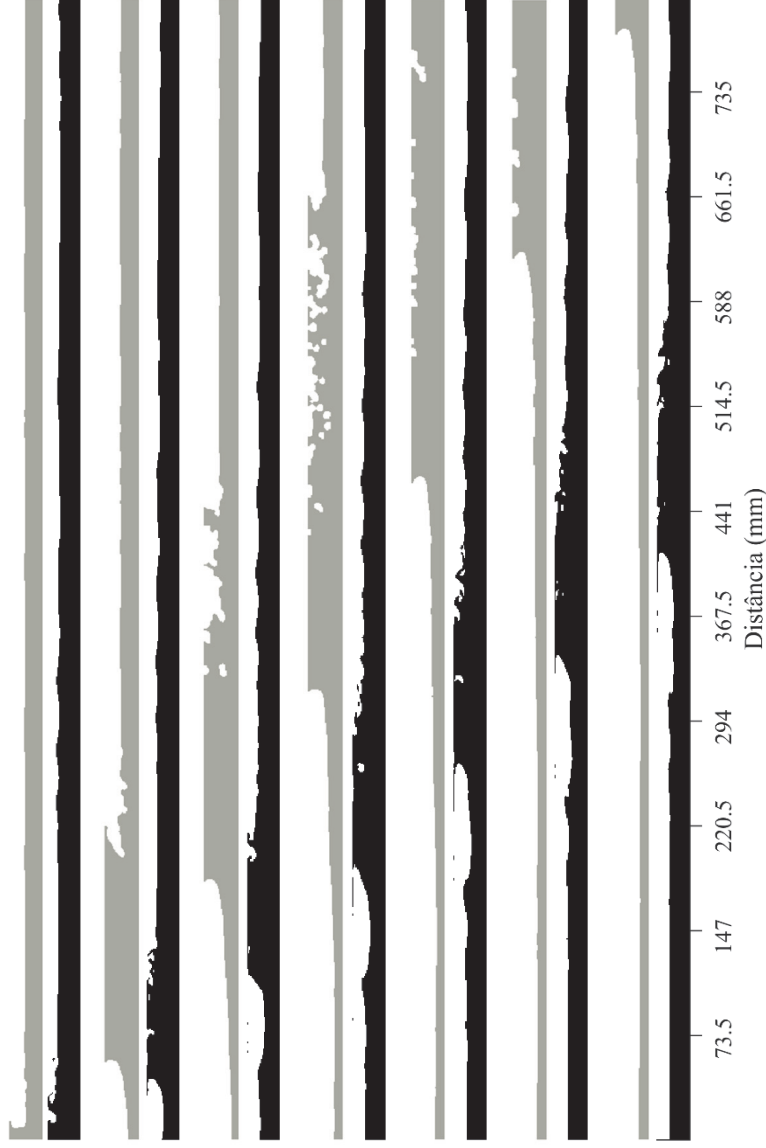


Figura 6.6 – Sequência de imagens da passagem do *Plug 1* ao longo da tubulação. Cinza: Processamento de Imagens; Negro: Simulação.

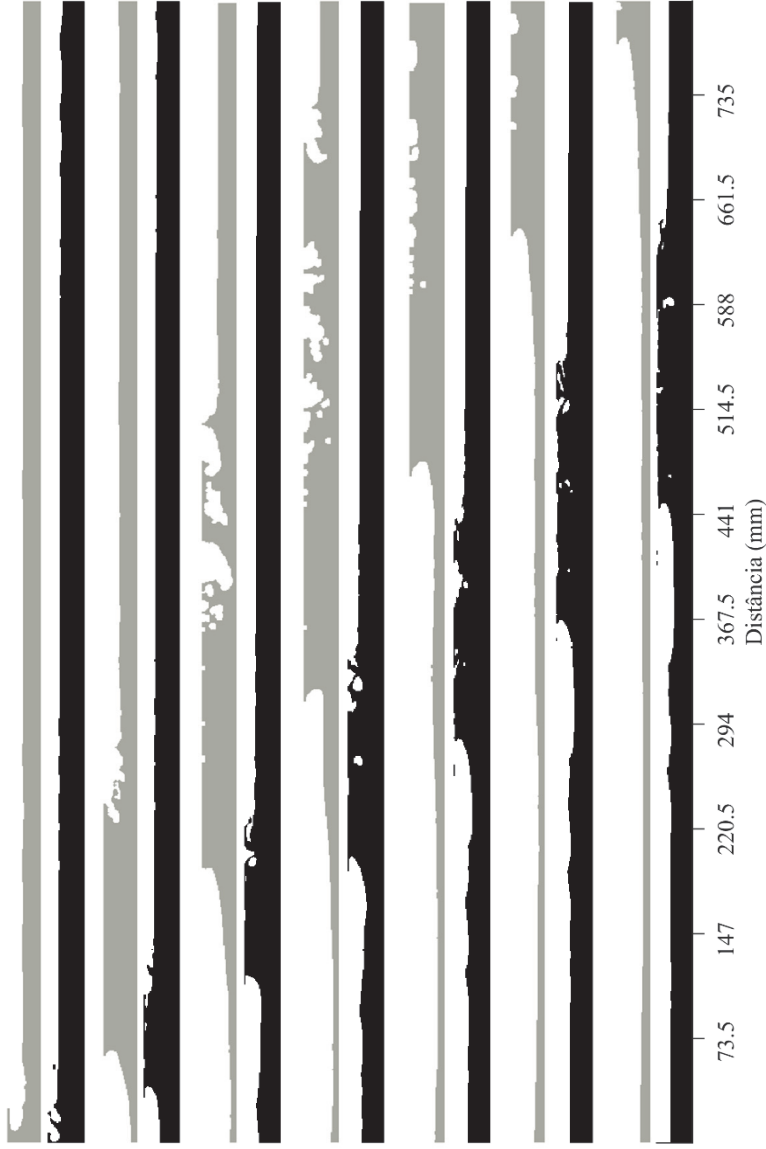


Figura 6.7 – Sequência de imagens da passagem do *Plug 2* ao longo da tubulação. Cinza: Processamento de Imagem; Negro: Simulação.

A Figura 6.8 e a Figura 6.9 mostram os mapas de nível de líquido experimental e numérico para os casos *Plug 1* e *Plug 2*, respectivamente. Tanto nos resultados numéricos quanto nos experimentais fica evidente que existe um claro crescimento do tamanho do pistão de líquido em função da distância.

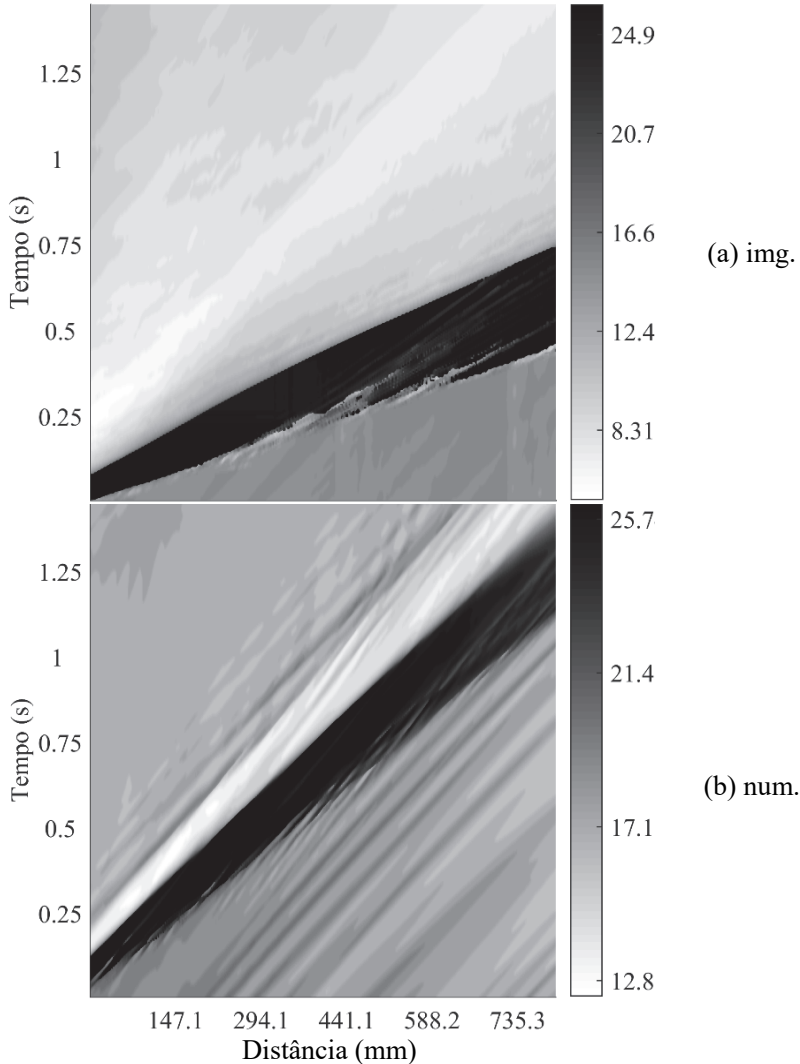


Figura 6.8 – Mapas de nível de líquido para o caso *Plug 1*. (a) Resultados do processamento de imagem; (b) Resultados das simulações numéricas.

Para o escoamento no regime de golfadas pode ser observado que a estrutura do corpo de líquido principal é sempre menor (ver Figura 6.4) quando comparado com a estrutura do corpo de líquido do regime pistonado (ver Figura 6.8). Isto se deve em parte a grande taxa de surgimento de golfadas (3 vezes maior que o regime pistonado) responsável por não deixar com que o nível de líquido aumente muito antes de se inicializar uma nova golfada. Outro fenômeno que contribui para o aumento do corpo de líquido do pistão é a incorporação de líquido decorrente da formação de instabilidades a montando do pistão, fenômeno este que não é observado do escoamento de golfadas.

Apesar dos tamanhos das estruturas serem compatíveis quando comparados os resultados numéricos e experimentais para cada caso, há também uma clara discrepância entre as velocidades de deslocamento numéricas e experimentais, sendo as numéricas cerca de 12,5 e 8,3 % inferiores às experimentais para os casos *Plug 1* e *Plug 2*, como será destacado mais adiante. Assim como nos casos *Slug 1* e *Slug 2*, a presença de ondas na superfície é mais visível nos resultados numéricos, sendo estas incorporadas pelo pistão de líquido à medida em que este avança ao longo do tubo.

As diferenças observadas nas Figura 6.1 e na Figura 6.6 entre os casos experimentais e numéricos para inicialização das golfadas e incorporação de líquido na estrutura dos pistões, decorrentes de instabilidades geradas, evidenciam a necessidade de um modelo adicional para inclusão destes efeitos que ocorrem junto a interface. Este modelo adicional tem por finalidade levar os efeitos de instabilidades de sub-malha, para o escoamento médio, muito difíceis de serem capturados devido a necessidade de um grande refino de malha junto a interface, através de termos fontes adicionais de produção e dissipação turbulenta na equação da energia cinética turbulenta, k , como apresentado no trabalho de Höhne e Mehlhoop (2014). Uma outra alternativa para o modelamento das instabilidades geradas na interface seria através da adição de termos fontes no modelo de turbulência $k - \omega$ SST que levassem em consideração efeitos de flutuação de pressão e velocidade na interface como apresentado no trabalho de Shirani *et al.* (2006). Estas instabilidades podem ser consideradas análogas a um aumento da rugosidade, tal como utilizado em modelos de turbulência junto a paredes, afim de capturar o aumento do arraste provocado por essas pequenas ondulações aleatórias que ocorrem na interface líquido-gás.

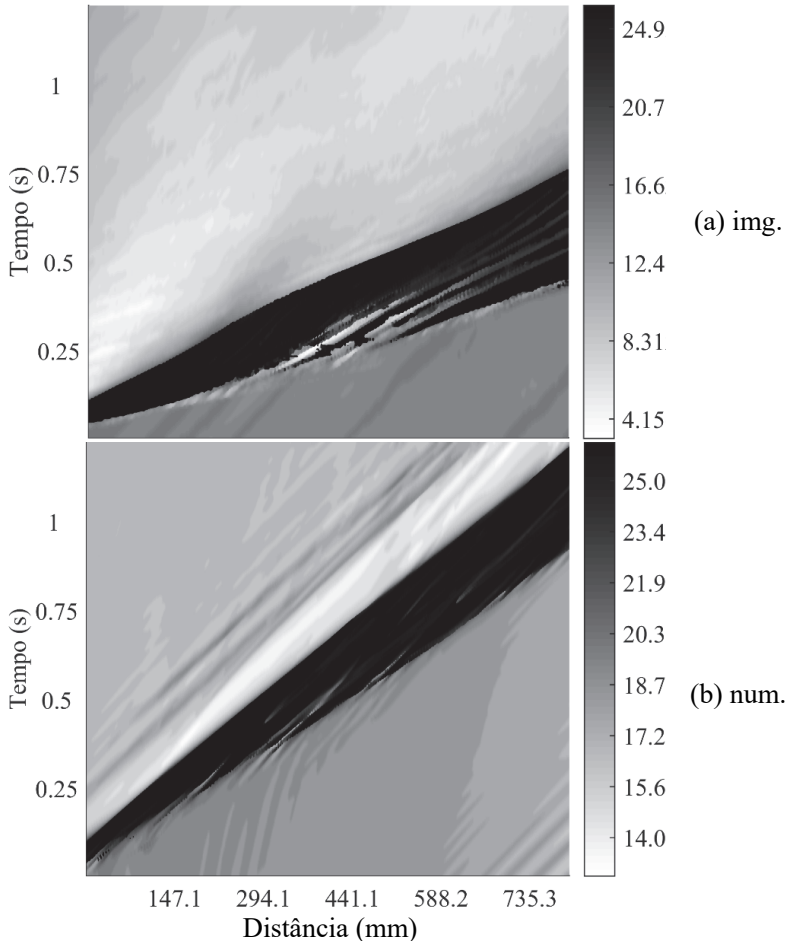


Figura 6.9 – Mapas de nível de líquido para o caso *Plug 2*. (a) Resultados do processamento de imagem; (b) Resultados das simulações numéricas.

Outro fenômeno que contribui para o aumento da velocidade de deslocamento do pistão é a maior retenção de líquido em seu corpo, a qual é visivelmente maior no caso experimental quando comparado com o numérico, promovendo assim uma maior secagem do tubo após a sua passagem.

A seguir é apresentado na Figura 6.10 uma superfície de fração volumétrica (*isosurface*) constante e igual a 0,5 para a água, juntamente com os vetores de densidade de força interfacial para o caso *Slug 1*.

Observa-se na Figura 6.10 que os vetores de força interfacial de maior magnitude (vermelhos) estão nas regiões do escoamento onde ocorrem as maiores deformações, ou seja, regiões junto a parede da tubulação onde a velocidade é zero.

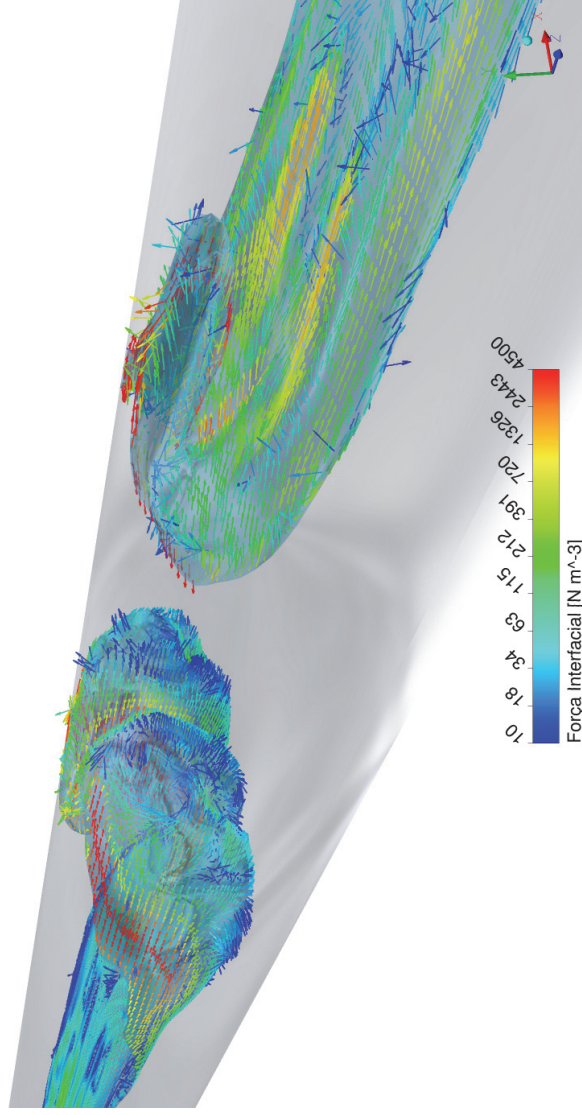


Figura 6.10 – Vetores de densidade de força interfacial sobrepostos em uma superfície de fração volumétrica constante e igual a 0,5.

6.1.3. Processamento de Sinais do Escoamento Intermitente

Esta seção apresenta uma comparação entre os resultados de defasagem temporal e frequência dominante obtidos pela análise dos sinais do transdutor capacitivo, imagens do escoamento e simulação numérica. A Figura 6.11 apresenta, para o caso *Slug 1*, a defasagem temporal obtida pelo cálculo de correlação cruzada entre os sinais de dois transdutores (reais ou virtuais), conforme explicado no Capítulo 3.

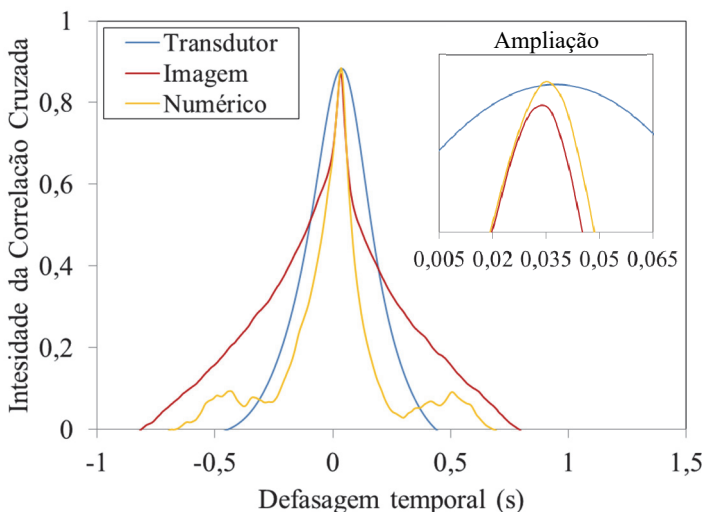


Figura 6.11 – Tempo característico da passagem do *slug*. Caso *Slug 1*.

Como pode ser visto, existe uma boa concordância entre os três resultados, confirmando assim os achados da Seção (6.1). De fato, a Tabela 6.1 apresenta a defasagem temporal média para todos os casos intermitentes, sendo a concordância entre as duas técnicas experimentais (transdutor capacitivo e imagem digital) melhor do que aquelas envolvendo os resultados do modelo numérico.

A Figura 6.12 e a Figura 6.13 apresentam os resultados de frequências dominantes obtidas a partir da determinação da densidade espectral de potência para os casos *Slug 1* e *Slug 2*, respectivamente. Há uma boa concordância entre os espectros dos sinais experimentais (transdutor capacitivo e imagem digital). Porém, ao contrário da defasagem temporal, a frequência dominante é significativamente subestimada pelo método numérico. Conforme explicado na seção

anterior, este é um reflexo da dificuldade do modelo em capturar de forma acurada o processo de surgimento das golfadas. Uma síntese dos resultados das frequências dominantes é apresentada na Tabela 6.2.

Tabela 6.1 – Defasagem temporal dos casos estudados.

Δt (s)	<i>Slug</i> 1	<i>Slug</i> 2	<i>Plug</i> 1	<i>Plug</i> 2
Transdutor	0,038	0,036	0,061	0,06
Imagem	0,035	0,034	0,065	0,065
Numérico	0,035	0,032	0,072	0,07
Dif. transd./img. (%)	7,9	5,5	6,5	8,3
Dif. transd./num. (%)	7,9	11,1	18	16,6

Obs. img., transd. e num. referem-se a imagem, transdutor e numérico.

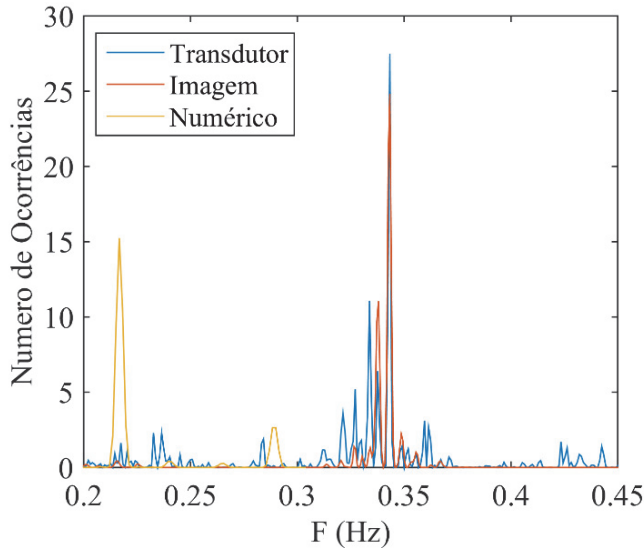


Figura 6.12 – Frequência de surgimento dominante. Caso *Slug* 1.

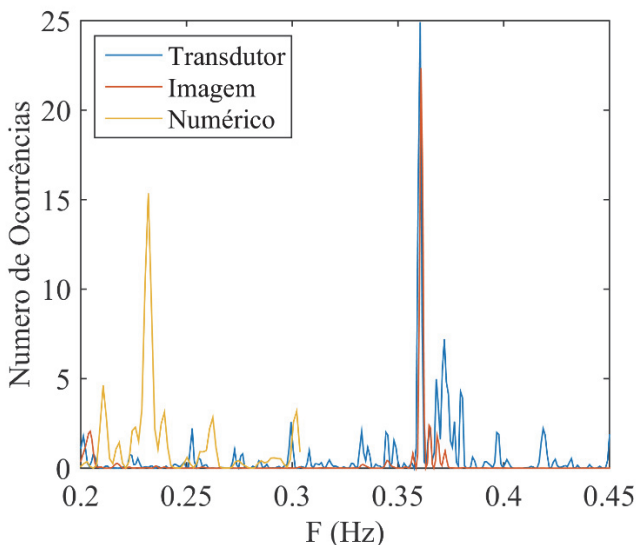


Figura 6.13 – Frequência de partida dominante. Caso *Slug 2*.

Tabela 6.2 – Resumo das frequências dominantes obtidas.

F (Hz)	<i>Slug 1</i>	<i>Slug 2</i>	<i>Plug 1</i>	<i>Plug 2</i>
Transdutor	0,34	0,36	0,094	0,093
Imagem	0,34	0,36	0,093	0,094
Numérico	0,22	0,23	0,125	0,118
Gregory e Scott (1969)	0,45	0,41	----	----
Dif. transd./img. (%)	0	0	1,1	1,1
Dif. transd./num. (%)	35,3	36,1	33	27

A fim de se verificar a ordem de grandeza das frequências dominantes no regime de golfadas fornecidas pelos diferentes métodos, seus valores foram comparados à clássica correlação de Gregory e Scott (1969) dada por,

$$f_s = A \left[\frac{j_l}{gD_t} \left(\frac{j_{m,min}^2}{j_m} + j_m \right) \right]^B \quad (6.1)$$

onde A , B e $j_{m,min}$ são respectivamente, 0,0223, 1,2 e 4,4. j_l e j_m são as velocidades superficiais do líquido e da mistura. D_t é o diâmetro interno.

Como pode ser observado, a correlação superestima os valores de frequência dominante obtidos experimentalmente e, mais ainda, aqueles fornecidos pelo modelo numérico. Explicações para a discrepância com relação aos dados experimentais podem residir no fato de que o comprimento da seção de testes ao longo da qual as golfadas se desenvolvem pode não ser longo o bastante para excitar todos os comprimentos de onda instáveis, além do fato de que o injetor (que induz o regime estratificado) ainda exerce grande influência sobre o escoamento.

A Figura 6.14 e a Figura 6.15 apresentam os resultados da análise de densidade espectral de potência para os casos *Plug 1* e *Plug 2*, cujos valores de frequência dominante também são mostrados na Tabela 6.2. Ao contrário do escoamento no regime de golfadas, o modelo numérico agora tende a superestimar a frequência dominante, fato este que pode ser explicado pelo comportamento da altura do filme de líquido que, após a passagem do pistão, parecia ser muito mais fina nas imagens digitais, fazendo com que levasse mais tempo para a camada de líquido atingir uma altura crítica que induzisse instabilidades responsáveis pela formação de pistões, conforme explicado na Seção 6.2.

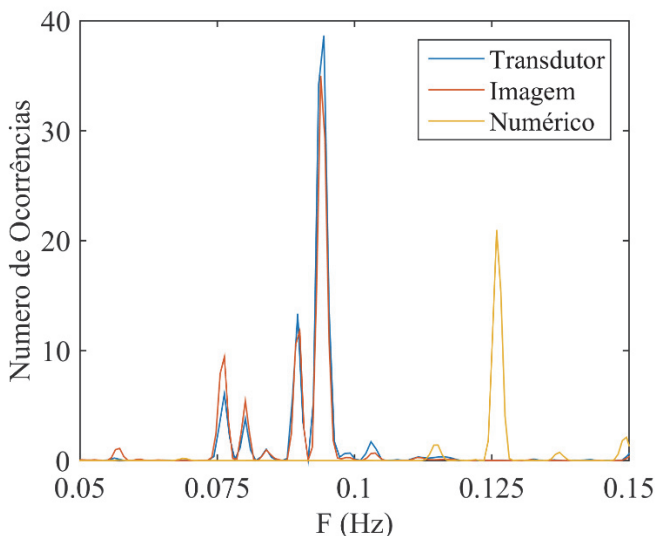


Figura 6.14 – Frequência de partida dominante. Caso *Plug 1*.

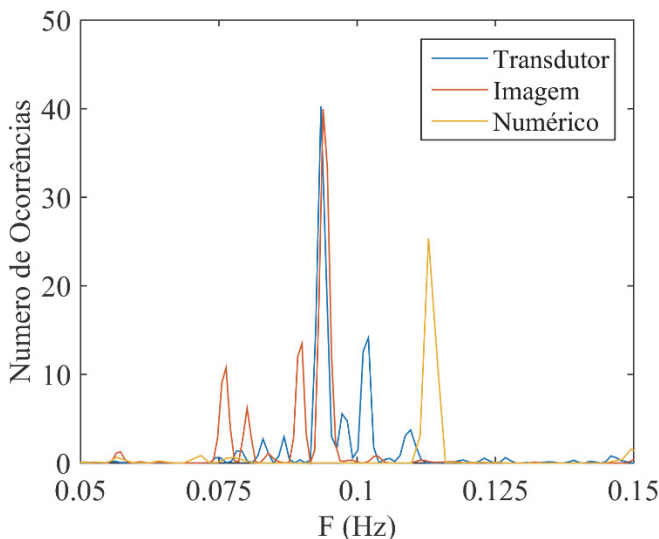


Figura 6.15 – Frequência de partida dominante. Caso *Plug 2*.

Devido ao grau de complexidade do escoamento nos regimes de golfadas e pistonado, em que estão presentes os fenômenos de (i) instabilidades do tipo Kelvin-Helmholtz na interface, (ii) propagação e desenvolvimento de pequenas ondas geradas pelas instabilidades, (iii) efeitos de turbulência junto a interface (que influenciam no decaimento da energia cinética e na interação turbulenta entre as fases), além da complexidade dos modelos e métodos numéricos de captura e advecção da interface, verificou-se que a metodologia proposta para a descrição da inicialização e desenvolvimento de escoamentos intermitentes apresentou um bom resultado, especialmente levando-se em consideração a escassez de trabalhos na literatura nesta área. A comparação da defasagem temporal da passagem das grandes estruturas de líquido para os casos experimentais e numéricos se mostraram razoavelmente próximos com diferenças variando de 7,9 a 18% entre o melhor e pior caso. A comparação entre os casos experimentais e numéricos das frequências de partidas (inicialização) de golfadas e pistões de líquido se mostrou condizente, da ordem de 30%, com o grau de dificuldade do problema proposto visto o presente trabalho não abordar de uma forma mais específica através de modelos numéricos, para uma melhor descrição dos fenômenos que envolvem o surgimento de instabilidades.

No algoritmo desenvolvido para o tratamento e análise de imagem, constatou-se que a redução da luminosidade na porção final da área enquadrada da imagem, capturada pela câmera, prejudicou o método de Canny, responsável em delimitar as regiões de líquido e gás nesta área. Assim, foi necessário no tratamento de imagem um ajuste do histograma, bem como do brilho e contraste da imagem, afim de ressaltar os gradientes de branco e preto na imagem.

O esquema compressivo de discretização numérica do método de volumes dos fluidos utilizado neste trabalho apresentou uma boa compressibilidade da interface sem grande difusão, possibilitando assim que a fase líquida se mantivesse separada da fase gasosa, como apresentado na Figura 6.16. A Figura 6.16 mostra um plano central longitudinal com a distribuição das frações volumétricas de cada fase presente no escoamento para o caso *Slug 2*.

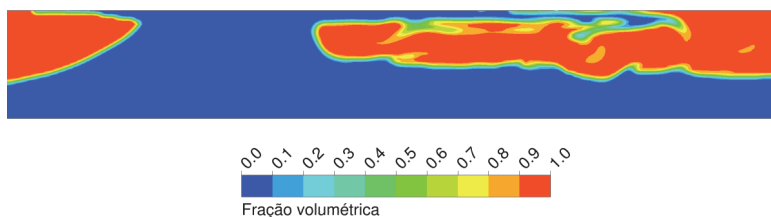


Figura 6.16 – Estrutura do corpo de líquido para o caso *Slug 2*.

Na Figura 6.16 pode ser observado o entranhamento de bolhas juntamente com a incorporação de líquido no pistão principal. Entretanto, como o modelo de volume dos fluidos não foi desenvolvido (discretizado) para separar regiões de escoamento disperso (bolhas no líquido) em conjunto com regiões de escoamento estratificado em um mesmo modelo, este acaba por sempre separar as fases, impossibilitando assim um estudo da dispersão de bolhas na fase líquida.

Durante o estudo do método geométrico PLIC, de reconstrução da interface, observou-se uma grande instabilidade do método na convergência numérica em decorrência do espaçamento de malha e passo de tempo utilizados. Malhas e passos de tempos mais refinados demandariam um aumento considerável do tempo computacional inviabilizando desta forma o estudo numérico.

6.2. COMPARAÇÃO DOS CAMPOS DE VELOCIDADE

A Figura 6.17 mostra uma imagem ilustrativa de alguns vetores do campo de velocidades médio obtido através da técnica PIV-LED para o caso do escoamento Estratificado 1. A Figura 6.18 apresenta uma comparação entre os perfis de velocidade numérico e experimental obtidos para o caso do escoamento no regime estratificado com velocidades superficiais de $j_l = 0,085$ m/s e $j_g = 0,942$ m/s.

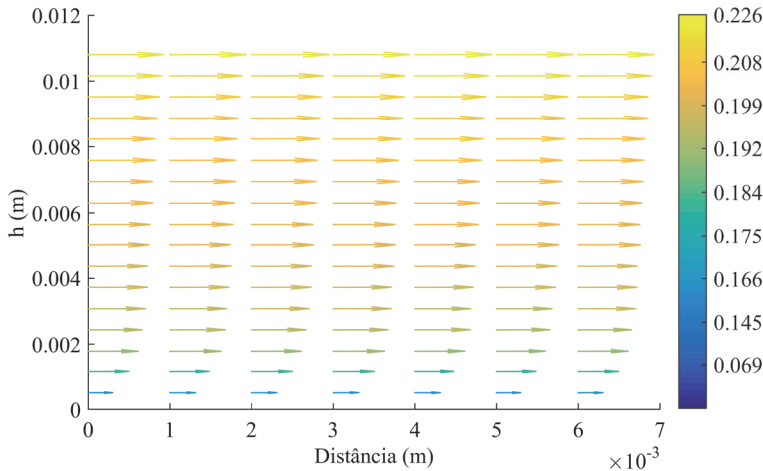


Figura 6.17 – Campo de velocidades obtido com a técnica PIV-LED.

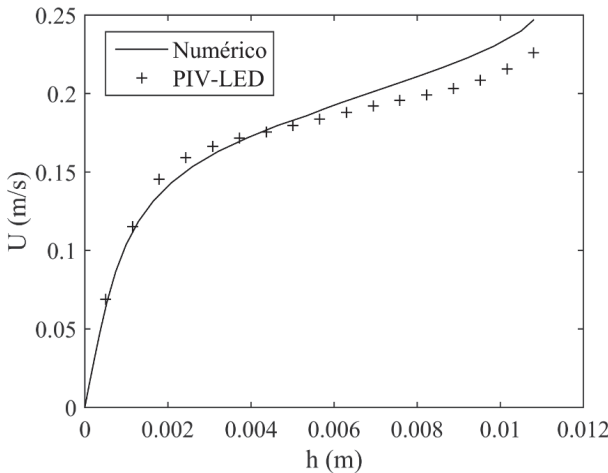


Figura 6.18 – Perfil de velocidade para o regime estratificado, $j_l = 0,085$ m/s e $j_g = 0,942$ m/s.

Este foi o caso que mostrou o melhor resultado em decorrência da fase água se apresentar no regime turbulento, sendo assim melhor capturado pelo modelo de turbulência utilizado. É possível notar que à medida que a distância à parede aumenta, aumenta o desvio entre os resultados do modelo numérico e experimental. Isto se deve, possivelmente, à existência de uma força de arraste excessiva promovida pelo ar sobre a água, em função da transferência de quantidade de movimento proposta pelo modelo utilizado para determinação de forças de interface. Contudo, para uma melhor comparação, seria necessário calcular um perfil de velocidade numérico sem a utilização de modelos de força de interface para se analisar o quanto o modelo proposto se afasta de caso padrão. Porém, ao se retirar o modelo de força de interface, a simulação numérica divergia em decorrência dos altos gradientes de velocidade que surgiam na interface, rotacionando o escoamento. Outro problema apresentado nos experimentos de escoamento estratificado foi o comportamento oscilatório em relação à altura da interface. Em velocidades superficiais acima de $j_l = 0,085$ m/s e $j_g = 0,942$ m/s, o gás apresentava uma oscilação de altura muito acentuada (de 2 a 3 mm), impossibilitando a obtenção de um regime permanente. Em testes bem controlados, para a velocidade de $j_l = 0,085$ m/s e $j_g = 0,94$ m/s, a oscilação não ultrapassou 1 mm.

A Figura 6.19 apresenta os perfis de velocidade obtidos para o 2º caso de escoamento no regime estratificado com velocidades superficiais de $j_l = 0,055$ m/s e $j_g = 0,94$ m/s.

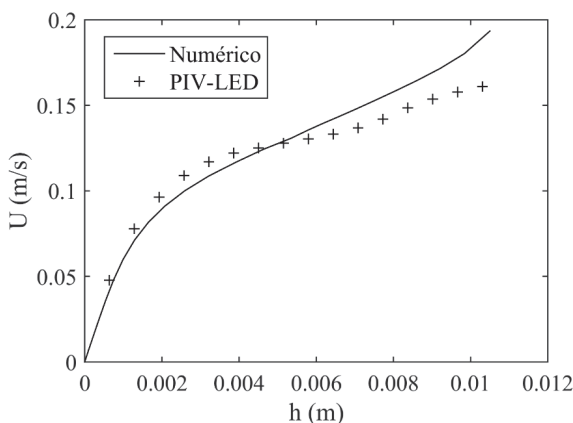


Figura 6.19 – Perfil de velocidade no regime estratificado, $j_l = 0,055$ m/s e $j_g = 0,942$ m/s.

Este caso apresentou uma maior diferença de velocidade junto à interface quando comparado com o caso anterior. Para a velocidade superficial do líquido de $j_l = 0,055$ m/s, o número de Reynolds da fase líquida se mostrou inferior ao caso anterior, sendo esta uma região de transição entre o escoamento laminar e turbulento. Mesmo utilizando a correção para baixos números de Reynolds turbulentos disponível no ANSYS-FLUENT, verifica-se que na interface, provavelmente em virtude do gradiente de velocidade mais acentuado, possa ter ocorrido uma sobre produção turbulenta. Esta, por sua vez, gera um arraste maior do gás sobre o líquido na interface, já que o modelo de força de interface é fortemente dependente da viscosidade turbulenta.

É importante notar que, em virtude da baixa taxa de aquisição de imagens (para o estudo de fenômenos de turbulência), devido ao uso do canhão de LED como fonte luminosa, não foi possível realizar uma avaliação do perfil da energia cinética turbulenta, da parede até junto à interface. Logo, não é possível afirmar se os valores associados à taxa de produção de turbulência no caso numérico realmente foram maiores que os experimentais. Além deste aspecto, para se ter uma análise completa da estatística da turbulência no escoamento seria necessário dispor de duas câmeras, possibilitando o uso do método *High Speed Stereo PIV*, que avalia as três componentes de velocidade e suas flutuações varrendo-se vários planos transversais ao longo do escoamento (Czapp *et al.* (2012).

A Figura 6.20 apresenta uma comparação dos perfis de velocidade para o caso de escoamento estratificado no regime laminar. Para obtenção deste regime, foi necessária a redução das vazões, obtendo-se um nível de água de um pouco mais de 8 mm de altura. Comparado aos casos anteriores, a refração de luz na interface prejudicou um pouco mais a visualização das partículas para este caso. Desta forma foi possível analisar o campo de velocidades até uma distância da parede de aproximadamente 6 mm na fase água. Através da Figura 6.20 observa-se que todo o perfil de velocidade numérico ficou com valores ligeiramente inferiores ao obtido experimentalmente. Não foi observada qualquer tendência de inflexão do perfil numérico ao se aproximar da região da interface (como nos casos anteriores). Neste caso, somente a viscosidade dinâmica é utilizada para o cálculo das forças de interface e, assim sendo, a magnitude destas forças é menor do que nos casos anteriores. Outros fatores, tais como gradientes de velocidade suaves junto à interface, também reduzem a magnitude com que as forças de interface atuam nesta região.

De uma maneira geral, em todos os casos de escoamento estratificado, os perfis de velocidades se mostraram coerentes e sem grandes diferenças quando comparados com os resultados experimentais. Devido à complexidade da modelagem, que envolve forças interfaciais, turbulência, captura e transporte da interface, dentre outros, considera-se que a diferença entre os perfis de velocidade apresentados são compatíveis com este grau de dificuldade.

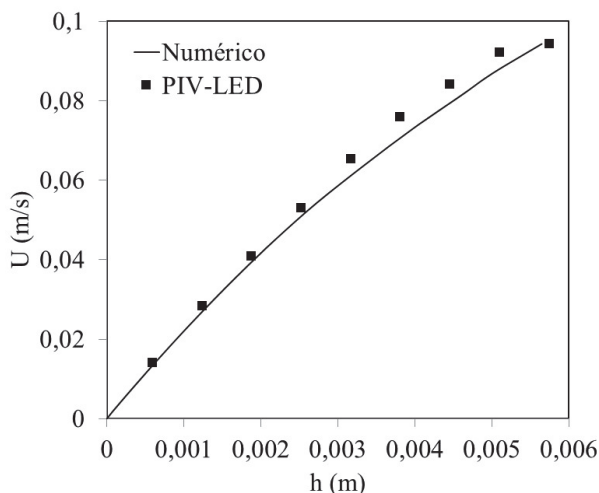


Figura 6.20 – Perfil de velocidade no regime estratificado, $j_l = 0,032$ m/s e $j_g = 0,205$ m/s.

Neste trabalho foi utilizada uma técnica ainda em desenvolvimento que consiste no uso de LED para criação de um plano de luz afim de rastrear o deslocamento das partículas de poliamida dispersas no escoamento. Esta técnica além de ser mais prática quando comparada com o uso de *laser*, permite taxas de aquisição de até 3000 Hz, muito superiores a taxa de aquisição dos métodos convencionais de no máximo 7,5 Hz, que utilizam câmeras com taxa dupla de aquisição (diferença de até $4 \mu\text{s}$ entre os quadros) em conjunto com *laser* para iluminação. Desta forma o uso do LED-PIV permite estudo de escoamentos no regime transiente visto a alta taxa de aquisição das imagens. Contudo, dois problemas decorrentes do uso do LED foram verificados. O primeiro é referente à baixa intensidade luminosa responsável pela iluminação das partículas, requerendo assim o uso de LED de alta potência ou conjunto de lentes e espelhos para

aproveitar toda luz proveniente do LED. O segundo se refere à dificuldade de posicionamento preciso do LED, visto este não apresentar um aparato próprio como disponível para sistemas que utilizam *laser*. Além dos problemas técnicos mencionados acima também foi observado uma perda de informação do campo de velocidades junto a interface em consequência da refração de luz que ocorre nesta região.

Todavia, uma vez resolvidos os problemas técnicos a velocimetria por imagem de partículas se mostrou uma ferramenta útil para comparação dos campos de velocidade da fase água, demonstrando uma diferença aceitável (até certo ponto) entre os resultados numéricos e experimentais. A diferença de velocidade observada junto à interface, apresentada na Figura 6.18 pode ser decorrente de dois fatores. O primeiro em função de valores sobre estimados de energia cinética turbulenta e consequentemente de viscosidade efetiva, em consequência da dificuldade em que o modelo $k - \omega$ SST tem de resolver escoamentos com baixos números de Reynolds turbulentos. E o segundo em função de forças de arraste superestimadas dada pelo modelo de transferência de quantidade de movimento proposto.

Como não foi possível capturar valores de velocidades fora do plano iluminado do escoamento, e também devido à baixa taxa de aquisição para capturar flutuações de velocidade de alta frequência, não foi possível obter os valores de flutuação de velocidade, \dot{w} , e consequentemente, a energia cinética turbulenta do escoamento. Desta forma não foi possível afirmar qual dos parâmetros tem maior influência na diferença de velocidade observada entre as fases. O mesmo comportamento foi observado no caso Estratificado 2 dado pela Figura 6.19, porém apresentando diferenças de velocidades maiores que para o caso anterior. Para este caso observou-se números de Reynolds menores que do caso anterior, justificando assim a dificuldade com que os modelos têm de prever os campos de velocidade quando o número de Reynolds decai.

Para o caso laminar apresentado na Figura 6.20, verificou-se uma inflexão próxima à interface para os dados obtidos para o PIV, inflexão essa que não foi observada nos dados numéricos. Uma vez que não existe modelo de turbulência no caso laminar, o modelo de força de interface não é afetado pela variação da viscosidade turbulenta. Sendo assim, a diferença entre os casos experimentais e numéricos, percebida na extremidade da curva, é puramente devido ao modelo de transferência de quantidade de movimento proposto neste trabalho.

A velocimetria por imagem de partículas também se mostrou importante para verificar se o modelo de turbulência empregado, $k - \omega$ SST em conjunto com o modelo de amortecimento de turbulência na interface, apresentam grandes discrepâncias entre os casos experimentais e numéricos, visto o campo de velocidades ser um resultado direto destes modelos empregados. Devido a praticidade e a alta taxa de aquisição do uso do conjunto PIV-LED, este se mostrou adequado para o estudo também de fenômenos de turbulência tridimensionais, através do uso de técnicas que consistem em capturar planos transversais do escoamento, com o uso de duas ou mais câmeras, denominada como STEREO-PIV. Esta técnica utiliza algoritmos numéricos que fazem a calibração e correção do campo de velocidades, uma vez obtido o plano de calibração.

Um problema observado na modelagem da turbulência no escoamento foi devido aos baixos números de Reynolds obtidos nos testes realizados para os casos experimentais. Devido à oscilação da interface líquido-gás, inerente do regime estratificado estudado, não foi possível aumentar a vazão de ar no problema. Quando a vazão de água foi aumentada, percebeu-se o surgimento de alguns pistões de líquido, logo após o plano de luz que delimitava a área de filmagem do escoamento. Estes pistões de líquido promoviam uma redução drástica da altura no nível de líquido e aumentavam consideravelmente a oscilação da interface após sua passagem. Desta forma também não foi possível aumentar a vazão de líquido. Contudo, é importante ressaltar que a velocidade média do escoamento de ar e água é dado pela velocidade e superficial de líquido dividido pela sua fração volumétrica correspondente. Desta forma se os números de Reynolds fossem avaliados para a velocidade média estes seriam aproximadamente o dobro do atual. A Tabela 6.3 apresenta os valores médios, obtidos pelo transdutor de fração de vazio, para todos os testes realizados.

Para os escoamentos intermitentes não foi possível utilizar a técnica PIV-LED para obtenção do campo de velocidades em virtude das partículas de poliamida se apresentarem pouco iluminadas. Este efeito ocorreu devido a uma grande velocidade de deslocamento das golfadas e dos pistões de líquido, quando comparado com os escoamentos estratificados. Além disso recirculações de líquido no escoamento aumentavam ainda mais a velocidade das partículas prejudicando ainda mais sua visualização.

A maior e menor incerteza apresentada nos perfis de velocidade obtidos pelo método de velocimetria por imagem de partículas (PIV) foi de 6,1% (caso Estratificado 2; turbulento) e 4,2% (caso Estratificado 3;

laminar), sendo este avaliado para uma confiabilidade de 95% em relação à distribuição normal da média.

Tabela 6.3 – Resumo das frações de vazios obtidas no experimento.

Testes	<i>Slug</i> 1	<i>Slug</i> 2	<i>Plug</i> 1	<i>Plug</i> 2	Estrat. 1	Estrat. 2	Estrat. 3
α_g	0,579	0,595	0,19	0,191	0,498	0,523	0,554

6.3. CONSIDERAÇÕES FINAIS

No estudo de Höhne e Mehlhoop (2014) foi observado o uso da técnica de densidade espectral de potência para determinar a frequência com que as golfadas se iniciavam para o caso numérico, porém esta técnica não foi empregada para o caso experimental como realizado no presente estudo. O método utilizado no processamento de imagem, descrito na Seção (3.2), foi de fundamental importância para análise dos resultados experimentais e numéricos em virtude de fornecer dados para a comparação de características intrínsecas de escoamento intermitentes, tais como, frequência e velocidade do deslocamento dos pistões de líquido, para ambos os padrões estudados.

A comparação dos resultados experimentais e numéricos da inicialização, desenvolvimento e propagação das estruturas intermitentes (corpo de líquido), bem como dos campos de velocidade para os escoamentos no regime de golfada e pistonado, permitiu uma complementação entre as análises, observações e conclusões obtidas para cada método, entre si, o que possibilitou uma discussão mais ampla da influência de cada efeito físico sobre o escoamento. Desta forma a descrição dos fenômenos que regem os escoamentos bifásicos intermitentes foram mais acurados e abrangentes quando utilizado apenas um método de análise em separado.

Contudo, como já discutido anteriormente, dados de propriedades turbulentas do escoamento, tais como, perfil de energia cinética turbulenta, dentre outros, forneceriam melhores condições para uma análise mais completa dos efeitos fenomenológicos decorrentes do uso dos modelos de densidade de força interfacial, amortecimento da turbulência, dentre outros, sobre o escoamento.

Capítulo 7: Conclusões e Recomendações

7.1. CONCLUSÕES

No presente documento foram apresentados resultados experimentais, do tratamento de imagem e das simulações numéricas do campo de velocidades e fração volumétrica das fases para escoamentos bifásicos de ar e água nos regimes de escoamento estratificado, de golfada e pistonado. A finalidade dos experimentos realizados foi de fornecer subsídios para comparação com as simulações numéricas, visto a escassez de dados de visualização da interface líquido-gás e do campo de velocidades das fases na literatura.

Neste trabalho foi proposta a utilização de um modelo de fechamento para a densidade de força interfacial, sendo inicialmente apresentado no estudo de Rezende *et al.* (2015), contudo ainda sem uma validação para os casos turbulentos para problemas de superfície livre, como realizado neste trabalho. A abordagem do modelo proposto foi formulada para problemas de superfície livre considerando os termos de interface como função dos gradientes de velocidade e gradientes de fração volumétrica.

Duas metodologias foram propostas para a validação dos modelos numéricos utilizados no presente estudo, uma comparando os campos de velocidade e outra através da comparação da distribuição da fração volumétrica das fases. Ambas tiveram um bom desempenho, verificado pela boa concordância com os resultados experimentais realizados. Desta forma, o modelo proposto se mostrou hábil para os cálculos de dos coeficientes de força de arrasto em problemas de superfície livre.

Para o caso do escoamento do regime de golfadas (*slug*) foi observada, para os casos numéricos, uma dificuldade em inicializar as instabilidades na interface líquido-gás na mesma posição que apresentado para o caso experimental, sendo estas instabilidades responsáveis por gerar as golfadas. A adição de termos fontes no modelos de turbulência $k - \omega$ SST poderia a vir ajudar na predição mais precisa para a ocorrências das instabilidades ,como apresentado nos trabalhos de Höhne e Mehlhoop (2014) e de Shirani *et al.* (2006).

O campo de velocidades apresentado para os escoamentos estratificados também demonstrou um arraste excessivo do ar sobre a

água, suavizando os gradientes de velocidade junto a interface líquido-gás, o que implica em uma menor possibilidade de rotação de uma fase sobre a outra (geração de vorticidade), resultando na redução de geração de instabilidades.

Para o regime de escoamento pistonado (*plug*), foi observada uma dificuldade para os casos numéricos estudados em incorporar líquido na estrutura principal do pistão. Este fenômeno ocorre devido à dificuldade dos modelos numéricos em prever com maior acurácia a geração de instabilidades, responsáveis por gerar ondas que posteriormente crescem e se incorporam ao corpo de líquido principal. Também foi observado nos resultados numéricos uma menor velocidade de deslocamento do corpo de líquido para os casos numéricos, o que também contribui para a redução da incorporação de líquido decorrente do fato que a geração de instabilidades a montante da estrutura principal é proporcional à velocidade de deslocamento do pistão de líquido.

O modelo de densidade de força interfacial implementado nas simulações numéricas apresentou em algumas formações de golfadas certa instabilidade numérica, provocando a divergência da solução, devido ao surgimento excessivo de campos de vorticidade. Para contornar o problema foi utilizado passos de tempo $2,5 \times 10^{-5} \text{ s}$ (10 vezes menor que no restante da simulação), sendo este automaticamente modificados por um passo de tempo adaptativo, quando a solução numérica apresentava alguma instabilidade excessiva. No trabalho de Rezende *et al.* (2015) foi sugerido a inclusão de modelos para adição de forças de tensão superficial a fim de reduzir o efeito das forças tangenciais na interface, diminuindo assim o efeito de forças cisalhantes, proporcionando um comportamento numérico mais estável. Contudo, não houve tempo hábil para implementar tais modificações e verificar suas implicações visto que a tensão superficial também poderia amortecer mais ainda as instabilidades na interface líquido-gás, uma vez que esta promove uma força de coesão no líquido, dificultando o surgimento das ondulações, responsáveis pelo surgimento das golfadas.

O modelo de densidade de força interfacial utilizado neste trabalho é muito similar aos modelos de turbulência baseados na hipótese de viscosidade turbulenta de Boussinesq, uma vez que este utiliza a deformação do escoamento médio afim de recuperar informações da microescala perdida no processo de promediação das equações. Assim, verifica-se um forte acoplamento entre os modelos de turbulência e de forças de interface propostos, demonstrando a necessidade de um estudo mais aprofundado das relações entre estes modelos. Contudo, de imediato verifica-se que neste novo modelo

proposto para a descrição de forças interfaciais, não existe a necessidade de se estar modelando coeficientes de arrasto, sustentação, massa virtual, dentre outros, bem como efeitos de turbulência em função da morfologia do escoamento, uma vez que o novo modelo calcula diretamente as forças através dos gradientes de velocidade junto a interface.

7.2. SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

A seguir, são apresentadas algumas sugestões para modificações da formulação dos modelos numéricos apresentados e também na melhoria dos experimentos realizados, sendo elas:

- Substituição da câmera de alta velocidade PHANTOM V310 utilizada neste trabalho por câmeras mais atuais de até 8 megapixels com sensores de 28,6 por 14,8 mm (70% maior que o atual) afim de se utilizar lentes de 100 mm que possuem menor curvatura de lente e permitir uma maior resolução de pixels/mm na parte interna do tubo de vidro.
- Construção de uma tela branca, ligeiramente côncava, para um melhor aproveitamento da luz difusa refletida da superfície para a seção de teste, principalmente na área que corresponde o início e final da tubulação.
- Substituição do sistema rígido de conexão bomba-tubulação, por mangueiras flexíveis, para atenuação de vibrações sobre a bancada.
- Substituição dos tubos de vidro rígidos, por mangueiras flexíveis, no final do escoamento, para atenuação dos golpes de líquido decorrentes do surgimento das golfadas.
- Aumento da potência do LED para diminuir a abertura de entrada de luz na lente da câmera, a fim de obter uma imagem mais nítida (aumento da resolução de *bits*), bem como melhorar a iluminação das partículas de poliamida, melhorando a técnica PIV-LED.
- Adição de outra câmera de alta velocidade para obtenção do campo de velocidades no plano transversal do escoamento, bem como permitir a utilização de códigos mais recentes que utilizam a técnica *Stereo-PIV*.
- Instalar sensores de posicionamento afim de permitir um alinhamento mais preciso dos tubos de vidro bem como obter

níveis de inclinação mais próximos de zero nas direções longitudinais e transversais.

- Uso de métodos de captura de interface que utilizam esquemas híbridos que delimitam regiões dispersas do escoamento em conjunto com interfaces delgadas (superfícies livres) afim de capturar fenômenos de dispersão de bolhas, na estrutura da golfada e do pistão de líquido, já disponíveis na versão 17.2 do ANSYS-FLUENT.
- Adição de efeitos de instabilidades de Kelvin-Helmholtz nas equações de turbulência afim de capturar efeitos do aumento de tensões cisalhantes, responsáveis pelo aumento do arraste na interface.
- Desenvolvimento e implementação de um código de um modelo híbrido de transferência de quantidade de movimento entre as fases, que atue diferentemente nas regiões de escoamento dispersos (borbulhado) e nas regiões de escoamento de superfície livre.

Referências Bibliográficas

- AL-SAFRAN, E. *et al.* Investigation of slug flow characteristics in the valley of a hilly-terrain pipeline. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 31, n. 3, p. 337-357, Mar 2005. ISSN 0301-9322.
- ALBADAWI, A. *et al.* Numerical investigation of volume of fluid and level set interface capturing methods for bubble growth and detachment. **6th European Thermal Sciences Conference (Eurotherm 2012)**, v. 395, 2012. ISSN 1742-6588.
- ANSYS®. **ANSYS Fluent Theory Guide**. Canonsburg, PA 15317: ANSYS, 2015a. 2785
- _____. **ANSYS Fluent User's Guide**. Canonsburg, PA 15317: ANSYS, 2015b. 3215
- ASHGRIZ, N.; POO, J. Y. Flair - Flux Line-Segment Model for Advection and Interface Reconstruction. **Journal of Computational Physics**, v. 93, n. 2, p. 449-468, Apr 1991. ISSN 0021-9991.
- BAKER, O. Design of Pipelines for the Simultaneous Flow of Oil and Gas. **Fall Meeting of the Petroleum Branch of AIME**, 1954.
- BARBOSA JR, J. R.; FERREIRA, J. C. A.; HENSE, D. Onset of flow reversal in upflow condensation in an inclinable tube. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 77, p. 55-70, 10// 2016. ISSN 0894-1777.
- BARNEA, D. A Unified Model for Predicting Flow-Pattern Transitions for the Whole Range of Pipe Inclinations. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 13, n. 1, p. 1-12, Jan-Feb 1987. ISSN 0301-9322.
- BENDAT, J. S.; PIERSOL, A. G. **Random Data: Analysis and Measurement Procedures**. Wiley, 2011. ISBN 9781118210826.

- BOUGUET, J. Y. Camera Calibration Toolbox for Matlab. Computational Vision at the California Institute of Technology, p. Camera Calibration Toolbox for MATLAB, 2012.
- BRACKBILL, J. U.; KOTHE, D. B.; ZEMACH, C. A Continuum Method for Modeling Surface-Tension. **Journal of Computational Physics**, v. 100, n. 2, p. 335-354, Jun 1992. ISSN 0021-9991.
- BRENNEN, C. E. **Fundamentals of Multiphase Flow**. Cambridge University Press, 2005. ISBN 9780521848046.
- BROCCHINI, M.; PEREGRINE, D. H. The dynamics of strong turbulence at free surfaces. Part 1. Description. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 449, p. 225-254, 2001/12/12 2001.
- CANNY, J. A Computational Approach to Edge Detection. **IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence**, v. PAMI-8, n. 6, p. 679-698, 1986. ISSN 0162-8828.
- CARLSON, A.; KUDINOV, P.; NARAYANAN, C. Prediction of Two-Phase Flow in Small Tubes : A Systematic Comparison of State-of-The-Art CMFD Codes. In: (Ed.): 5th European Thermal-Sciences Conference (EUROTHERM), 2008.
- CEME, G.; TISELJ, I. Simulation of the instability in the stratified two-fluid system. International Conference of Nuclear Energy in Central Europe, 1999, Slovenia. NSS. p.201.
- CERNE, G.; PETELIN, S.; TISELJ, I. Coupling of the Interface Tracking and the Two-Fluid Models for the Simulation of Incompressible Two-Phase Flow. **Journal of Computational Physics**, v. 171, n. 2, p. 776-804, 2001/08/10 2001. ISSN 0021-9991.
- CHEN, G. *et al.* Two-dimensional Navier–Stokes simulation of breaking waves. **Physics of Fluids**, v. 11, n. 1, p. 121, 1999. ISSN 10706631.
- CHISHOLM, D. **Two-phase flow in pipelines and heat exchangers**. G. Godwin in association with Institution of Chemical Engineers, 1983. ISBN 9780711457485.

- CHORIN, A. J. Flame Advection and Propagation Algorithms. **Journal of Computational Physics**, v. 35, n. 1, p. 1-11, 1980. ISSN 0021-9991.
- COLEMAN, H. W.; STEELE, W. G. **Experimentation, Validation, and Uncertainty Analysis for Engineers**. Wiley, 2009. ISBN 9780470168882.
- CZAPP, M. *et al.* High-speed stereo and 2D PIV measurements of two-phase slug flow in a horizontal pipe. 16th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics, 2012, Lisbon, Portugal.
- DALY, B. J. Numerical Study of Two Fluid Rayleigh-Taylor Instability. **Physics of Fluids**, v. 10, n. 2, p. 297, 1967. ISSN 00319171.
- EGOROV, Y. **Contact condensation in stratified steam-water flow: EVOL-ECORAD**. 07 2004.
- FABRE, J.; MASBERNAT, L.; SUZANNE, C. EXPERIMENTAL DATA SET NO. 7: STRATIFIED FLOW, PART I: LOCAL STRUCTURE. v. 3, n. 1-4, p. 285-301, 1987-11-01 1987.
- FAGHRI, A.; ZHANG, Y. **Transport Phenomena in Multiphase Systems**. Elsevier Science, 2006. ISBN 9780080547688.
- FRANK, T. Numerical simulation of slug flow regime for an air–water two-phase flow in horizontal pipes. **Proceedings of the 11th International Topical Meeting ...**, p. 1-13, 2005.
- FULGOSI, M. *et al.* Direct numerical simulation of turbulence in a sheared air–water flow with a deformable interface. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 482, p. 319-345, 2003/05/01 2003.
- GARIMELLA, R. V. *et al.* Interface reconstruction in multi-fluid, multi-phase flow simulations. **Proceedings of the 14th International Meshing Roundtable**, p. 19-32, 2005.
- GHORAI, S.; NIGAM, K. D. P. CFD modeling of flow profiles and interfacial phenomena in two-phase flow in pipes. **Chemical Engineering and Processing**, v. 45, n. 1, p. 55-65, Jan 2006. ISSN 0255-2701.

- GREGORY, G. A.; SCOTT, D. S. Correlation of liquid slug velocity and frequency in horizontal cocurrent gas-liquid slug flow. **AIChE Journal**, v. 15, n. 6, p. 933-935, 1969. ISSN 1547-5905.
- GUPTA, R.; FLETCHER, D. F.; HAYNES, B. S. On the CFD modelling of Taylor flow in microchannels. **Chemical Engineering Science**, v. 64, n. 12, p. 2941-2950, Jun 15 2009. ISSN 0009-2509.
- HARLOW, F. H.; AMSDEN, A. A.; NIX, J. R. Relativistic fluid dynamics calculations with the particle-in-cell technique. **Journal of Computational Physics**, v. 20, n. 2, p. 119-129, 1976. ISSN 00219991.
- HARLOW, F. H.; WELCH, J. E. Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface. **Physics of Fluids**, v. 8, n. 12, p. 2182-&, 1965. ISSN 1070-6631.
- HIRSCH, C. Chapter 5 - Finite Volume Method and Conservative Discretization with an Introduction to Finite Element Method. In: (Ed.). **Numerical Computation of Internal and External Flows (Second Edition)**. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2007. p.203-248. ISBN 978-0-7506-6594-0.
- HIRT, C. W.; NICHOLS, B. D. Volume of Fluid (Vof) Method for the Dynamics of Free Boundaries. **Journal of Computational Physics**, v. 39, n. 1, p. 201-225, 1981. ISSN 0021-9991.
- HOGG, P. W. *et al.* **An implicit algorithm for capturing sharp fluid interfaces in the volume of fluid advection method.** European Conference on Computational Fluid Dynamics. Netherland: ECCOMAS: 32 p. 2006.
- HÖHNE, T.; MEHLHOOP, J.-P. Validation of closure models for interfacial drag and turbulence in numerical simulations of horizontal stratified gas-liquid flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 62, p. 1-16, 6// 2014. ISSN 0301-9322.
- HÖHNE, T.; VALLÉE, C. Experiments and numerical simulations of horizontal two-phase flow regimes using an interfacial area density model. **The Journal of Computational Multiphase Flows**, v. 2, n. 3, p. 131-143, 2010. ISSN 1757-482X.

- HORGUE, P. *et al.* A suitable parametrization to simulate slug flows with the Volume-Of-Fluid method. **Comptes Rendus Mecanique**, v. 340, n. 6, p. 411-419, Jun 2012. ISSN 1631-0721.
- HUANG, P. G.; BRADSHAW, P.; COAKLEY, T. J. Skin friction and velocity profile family for compressible turbulent boundary layers. **AIAA Journal**, v. 31, n. 9, p. 1600-1604, 1993.
- ISHII, M.; HIBIKI, T. **Thermo-fluid Dynamics of Two-Phase Flow**. New York: Springer-Verlag, 2006. 518-518 ISBN 978-1-4899-8249-0.
- KUMAR, B. **High Performance Computing for Multiphase Fluid Flows**. 2009. 208 Doctoral These (Doctor of Philosophy). School of Mechanical and Manufacture Engineering, Dublin City University, Dublin.
- LEONARD, B. P. **ULTRA-SHARP nonoscillatory convection schemes for high-speed steady multidimensional flow [microform] / B.P. Leonard and Simin Mokhtari**. [Washington, D.C.] : [Cleveland, Ohio] : [Springfield, Va: NASA ; Institute for Computational Mechanics in Propulsion, NASA Lewis Research Center, Case Western Reserve University ; For sale by the National Technical Information Service, 1990.
- LIBERT, N. **Sistema de Medição Capacitivo para Determinação da Fração de Vazio em Escoamentos Bifásicos**. 2013. 119 (Doutorado). Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná,, Curitiba.
- LIBERT, N.; LIPINSKI, L.; JOSÉ, M. CAPACITIVE PROBE FOR GAS-LIQUID FLOW CHARACTERIZATION. In: CONGRESS, X. I. W., 2011, Natal. XVII IMEKO World Congress, 2011. p.3-6.
- LIOVIC, P.; LAKEHAL, D. Multi-physics treatment in the vicinity of arbitrarily deformable gas-liquid interfaces. **Journal of Computational Physics**, v. 222, n. 2, p. 504-535, 2007. ISSN 00219991.
- MALEKZADEH; REZA. **Severe slugging in Gas-Liquid Two-phase pipe flow**. 2012. 180-180 Master These (Dissertation). Multi-Scale Physics, Applied Sciences, Ghaemshahr, Iran.

- MALISKA, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. 2ª Edição. Florianópolis: Livros Tecnicos e Científicos, 2004. ISBN 9788521613961.
- MANDHANE, J. M.; GREGORY, G. A.; AZIZ, K. A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes. **Journal of Multiphase Flow**, v. 1, p. 537-553, 1974.
- MÉNARD, T.; TANGUY, S.; BERLEMONT, A. Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 33, n. 5, p. 510-524, 2007. ISSN 03019322.
- MENON, S. **A Numerical Study of Droplet Formation and Behavior Using Interface Tracking Methods**. 2011. 211-211
- MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA Journal**, v. 32, n. 8, p. 1598-1605, 1994. ISSN 0001-1452, 1533-385X.
- MOKHATAB, S. **Severe Slugging in Offshore Production Systems**. Nova Science Publishers, Incorporated, 2010. ISBN 9781608769001.
- MOUZA, A. A.; PARAS, S. V.; KARABELAS, A. J. CFD Code Application to Wavy Stratified Gas-Liquid Flow. **Chemical Engineering Research and Design**, v. 79, n. 5, p. 561-568, 2001/07/01 2001. ISSN 0263-8762.
- NAGRATH, S.; JANSEN, K. E.; LAHEY, R. T. Computation of incompressible bubble dynamics with a stabilized finite element level set method. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 194, n. 42-44, p. 4565-4587, 2005. ISSN 0045-7825.
- NICHITA, B. A.; THOME, J. R. **A level set method and a heat transfer model implemented into FLUENT for modeling of microscale two phase flows**. AVT-178 Specialists' Meeting on System Level Thermal Management for Enhanced Platform Efficiency. Bucharest, Romania 2010.

- NIETO, F. *et al.* Numerical simulations of the aerodynamic response of 2D circular segments by means of URANS. In: C A BREBBIA, W. I. U., *Advances in Fluid Mechanics XI*, 2016, Ancona, Italy. p.49-64.
- OLIVEIRA, P. M. **ON AIR-WATER TWO-PHASE FLOWS IN RETURN BENDS**. 2013. 157-157 Dissertação de Mestrado (Mestre). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil.
- PALADINO, E. E. **Estudo do Escoamento Multifásico em Medidores de Vazão do tipo Pressão Diferencial**. 2005. 263-263
- PEREZ, V. H. **Gas-liquid two-phase flow in inclined pipes**. 2007. 294-294
- RAGAB, A. S.; BRANDSTAETTER, W. **Analysis of Multiphase Production through Hilly Terrain Pipelines in Matzen Field Austria by CFD**. PE Annual Technical Conference and Exhibition. Denver, Colorado: Society of Petroleum Engineers: 1-14 p. 2008.
- REBOUX, S.; SAGAUT, P.; LAKEHAL, D. Large-eddy simulation of sheared interfacial flow. **Physics of Fluids**, v. 18, n. 10, p. 105105, 2006.
- REZENDE, R. V. P. *et al.* A two-fluid model with a tensor closure model approach for free surface flow simulations. **Chemical Engineering Science**, v. 122, p. 596-613, 1/27/ 2015. ISSN 0009-2509.
- ROGERO, E. C.; KRÖSS, B.; SATTELMAYER, T. Simultaneous HS-PIV and shadowgraph measurements of gas-liquid flows in a horizontal pipe. 13th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 2006. p.26-29.
- RUDMAN, M. Volume-tracking methods for interfacial flow calculations. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 24, n. 7, p. 671-691, Apr 15 1997. ISSN 0271-2091.
- SANTANA, B. W.; FETZNER, D. J. **Program for Improving Multiphase Flow Slug Force Resistance at Kuparuk River Unit Processing Facilities**. SPE Western Regional Meeting. ENGINEERS, S. O. P. Anchorage, Alaska: Society of Petroleum Engineers: 9-9 p. 1993.

- SCARDOVELLI, R.; ZALESKI, S. Analytical relations connecting linear interfaces and volume fractions in rectangular grids. **Journal of Computational Physics**, v. 164, n. 1, p. 228-237, Oct 10 2000. ISSN 0021-9991.
- SEO, J. **Multiphase Flow Modeling with Free Surfaces Flow**. ANSYS Development and Resource. Toronto, Canada: 2014, p.1-45. 2014
- SHEPEL, S. V.; SMITH, B. L. On surface tension modelling using the level set method. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 59, n. 2, p. 147-171, 2009. ISSN 1097-0363.
- SHIRANI, E.; JAFARI, A.; ASHGRIZ, N. Turbulence Models for Flows with Free Surfaces and Interfaces. **AIAA Journal**, v. 44, n. 7, p. 1454-1462, 2006/07/01 2006. ISSN 0001-1452.
- SILVA, M. J. D.; SCHLEICHER, E.; HAMPEL, U. Capacitance wire-mesh sensor for fast measurement of phase fraction distributions. **Measurement Science and Technology**, v. 18, n. 7, p. 2245, 2007. ISSN 0957-0233.
- STANISLAS, M. *et al.* Main results of the Second International PIV Challenge. **Experiments in Fluids**, v. 39, n. 2, p. 170-191, 2005. ISSN 1432-1114.
- SUSSMAN, M.; FATEMI, E. An efficient, interface-preserving level set redistancing algorithm and its application to interfacial incompressible fluid flow. **Siam Journal on Scientific Computing**, v. 20, n. 4, p. 1165-1191, 1999. ISSN 1064-8275.
- SUSSMAN, M. *et al.* An improved level set method for incompressible two-phase flows. **Computers & Fluids**, v. 27, n. 5-6, p. 663-680, Jun-Jul 1998. ISSN 0045-7930.
- SUSSMAN, M.; PUCKETT, E. G. A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows. **Journal of Computational Physics**, v. 162, n. 2, p. 301-337, Aug 10 2000. ISSN 0021-9991.
- SUSSMAN, M.; SMEREKA, P. Axisymmetric free boundary problems. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 341, p. 269-294, Jun 25 1997. ISSN 0022-1120.

- SUSSMAN, M.; SMEREKA, P.; OSHER, S. **A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow**. 114: 146-159 p. 1994.
- TAHA, T.; CUI, Z. F. CFD modelling of slug flow in vertical tubes. **Chemical Engineering Science**, v. 61, n. 2, p. 676-687, Jan 2006. ISSN 0009-2509.
- TAHA, T.; CUI, Z. F.; TESTE. CFD modelling of slug flow inside square capillaries. **Chemical Engineering Science**, v. 61, n. 2, p. 665-675, Jan 2006. ISSN 0009-2509.
- TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. A model for slug frequency during gas-liquid flow in horizontal and near horizontal pipes. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 3, n. 6, p. 585-596, 1977. ISSN 03019322.
- TALER, D. Determining velocity and friction factor for turbulent flow in smooth tubes. **International Journal of Thermal Sciences**, v. 105, p. 109-122, 7// 2016. ISSN 1290-0729.
- TANG, H.; WROBEL, L. C. Modelling the interfacial flow of two immiscible liquids in mixing processes. **International Journal of Engineering Science**, v. 43, n. 15-16, p. 1234-1256, Oct 2005. ISSN 0020-7225.
- TROSHKO, A. A.; HASSAN, Y. A. A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 27, n. 11, p. 1965-2000, Nov 2001. ISSN 0301-9322.
- UBBINK, O. **Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces**. 1997. 69-69
- UBBINK, O.; ISSA, R. I. A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes. **Journal of Computational Physics**, v. 153, n. 1, p. 26-50, Jul 20 1999. ISSN 0021-9991.
- UJANG, P. M. *et al.* Slug initiation and evolution in two-phase horizontal flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 32, n. 5, p. 527-552, 5// 2006. ISSN 0301-9322.
- VALLÉE, C. *et al.* Experimental investigation and CFD simulation of horizontal stratified two-phase flow phenomena. **Nuclear**

Engineering and Design, v. 238, n. 3, p. 637-646, 2008. ISSN 00295493.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method**. Pearson Education Limited, 2007. ISBN 9780131274983.

WALLIS, G. B. **One-dimensional two-phase flow**. New York: McGraw-Hill, 1969. 408-408

WHITE, F. M.; CHRISTOPH, G. H. **A Simple New Analysis of Compressible Turbulent Two-Dimensional Skin Friction Under Arbitrary Conditions**. DTIC Document. 1971

WILCOX, D. C. Formulation of the k-w Turbulence Model Revisited. **AIAA Journal**, v. 46, n. 11, p. 2823-2838, 2008/11/01 2008. ISSN 0001-1452.

YOUNGS, D. L. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. **Numerical methods for fluid dynamics**, v. 24, p. 273-285, 1982.

YUE, W. S.; LIN, C. L.; PATEL, V. C. Numerical simulation of unsteady multidimensional free surface motions by level set method. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 42, n. 8, p. 853-884, Jul 20 2003. ISSN 0271-2091.

Apêndice A: Códigos Computacionais

Neste apêndice é exibido os códigos computacionais utilizados para implementação de rotinas externas do usuário no ANSYS-FLUENT. A linguagem de programação C foi utilizada nos demais códigos apresentados a seguir.

A seguir é apresentado o código utilizado para descrição do modelo de densidade de força interfacial utilizado no ANSYS-FLUENT.

1) Código do Modelo de Densidade de Força Interfacial

```
#include "udf.h"
#include "sg_mphase.h"
#include "sg_udms.h"
#include "mem.h"
#include "id.h"
#include "para.h"
#define mix_id 1
#define gas_id 2
#define liq_id 3
#define gas_index 0
#define liq_index 1
#define NUM_UDS 2
#define NUM_UDM 25
static int udm_offset = UDM_UNRESERVED;
static int uds_offset = UDS_UNRESERVED;

DEFINE_EXECUTE_ON_LOADING(on_loading, libname)
{
    if (uds_offset == UDS_UNRESERVED)
        uds_offset = Reserve_User_Scalar_Vars(NUM_UDS);
    if (uds_offset == UDS_UNRESERVED)
        Message("\nYou need to define up to %d extra UDSs in GUI and "
            "then reload current library %s\n", NUM_UDS, libname);
    else {
        Message("%d UDSs have been reserved by the current " "library
%s\n",
            NUM_UDS, libname);
        Set_User_Scalar_Name(uds_offset, "VOFG");
        Set_User_Scalar_Name(uds_offset + 1, "VOFL");
```

```

    }
    Message("\nUDS Offset for Current Loaded Library = %d\n",
uds_offset);

    if (udm_offset == UDM_UNRESERVED)
        udm_offset = Reserve_User_Memory_Vars(NUM_UDM);
    if (udm_offset == UDM_UNRESERVED)
        Message("\nYou need to define up to %d extra UDMs in GUI and "
"then reload current library %s\n", NUM_UDM, libname);
    else {
        Message("%d UDMs have been reserved by the current " "library
%s\n",
        NUM_UDM, libname);
        Set_User_Memory_Name(udm_offset, "DOTP_UG_VOFG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 1, "DOTP_UGT_VOFG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 2, "DOTP_VG_VOFG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 3, "DOTP_VGT_VOFG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 4, "DOTP_WG_VOFG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 5, "DOTP_WGT_VOFG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 6, "DOTP_UL_VOFL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 7, "DOTP_ULT_VOFL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 8, "DOTP_VL_VOFL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 9, "DOTP_VLT_VOFL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 10, "DOTP_WL_VOFL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 11, "DOTP_WLT_VOFL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 12, "AREA_INT_DENS");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 13, "MU_EFF_G");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 14, "MU_T_G");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 15, "MU_EFF_L");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 16, "MU_T_L");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 17, "INT_FORCE_XG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 18, "INT_FORCE_YG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 19, "INT_FORCE_ZG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 20, "MAG_FORCE_INTG");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 21, "INT_FORCE_XL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 22, "INT_FORCE_YL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 23, "INT_FORCE_ZL");
        Set_User_Memory_Name(udm_offset + 24, "MAG_FORCE_INTL");
    }
    Message("\nUDM Offset for Current Loaded Library = %d",
uds_offset);
}

```



```

DEFINE_ADJUST(adjust_gradient_g, gas_dom)
{
  Thread *t;
  cell_t c;
  face_t f;
  gas_dom = Get_Domain(gas_id);

  #if !RP_HOST
  if (!Data_Valid_P())
    return;
  thread_loop_c(t, gas_dom) {
    begin_c_loop_int(c, t) {
      C_UDSI(c, t, 0) = C_VOF(c, t);
    }
    end_c_loop_int(c, t)
  }

  thread_loop_f(t, gas_dom) {
    if (THREAD_STORAGE(t, SV_UDS_I(0)) != NULL)
      begin_f_loop_int(f, t) {
        F_UDSI(f, t, 0) = F_VOF(f, t);
      }
    end_f_loop(f, t)
  }
  #endif
}

DEFINE_ADJUST(adjust_gradient_l, liq_dom)
{
  Thread *t;
  cell_t c;
  face_t f;
  liq_dom = Get_Domain(liq_id);

  #if !RP_HOST
  if (!Data_Valid_P())
    return;
  thread_loop_c(t, liq_dom) {
    begin_c_loop_int(c, t) {
      C_UDSI(c, t, 1) = C_VOF(c, t);
    }
    end_c_loop_int(c, t)
  }
  #endif
}

```

```

thread_loop_f(t, liq_dom) {
  if(THREAD_STORAGE(t, SV_UDS_I(1)) != NULL)
    begin_f_loop_int(f, t) {
      F_UDSI(f, t, 1) = F_VOF(f, t);
    }
  end_f_loop(f, t)
}

#endif
}

DEFINE_ADJUST(dot_prod_g, gas_dom)
{
  cell_t c;
  Thread *t;
  gas_dom = Get_Domain(gas_id);

#ifdef !RP_HOST
{
  Alloc_Storage_Vars(gas_dom, SV_U_RG, SV_U_G, SV_NULL);
  Scalar_Reconstruction(gas_dom, SV_U, -1, SV_U_RG, NULL);
  Scalar_Derivatives(gas_dom, SV_U, -1, SV_U_G, SV_U_RG);
} {
  Alloc_Storage_Vars(gas_dom, SV_V_RG, SV_V_G, SV_NULL);
  Scalar_Reconstruction(gas_dom, SV_V, -1, SV_V_RG, NULL);
  Scalar_Derivatives(gas_dom, SV_V, -1, SV_V_G, SV_V_RG);
} {
  Alloc_Storage_Vars(gas_dom, SV_W_RG, SV_W_G, SV_NULL);
  Scalar_Reconstruction(gas_dom, SV_W, -1, SV_W_RG, NULL);
  Scalar_Derivatives(gas_dom, SV_W, -1, SV_W_G, SV_W_RG);
}

if (!Data_Valid_P())
  return;
thread_loop_c(t, gas_dom) {
  begin_c_loop(c, t) {
    C_UDMI(c, t, 0) = NV_DOT(C_U_G(c, t), C_UDSI_G(c, t, 0));
    C_UDMI(c, t, 1) = C_DUDX(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 0)[0] +
      C_DV DX(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 0)[1] + C_DW DX(c, t) *
C_UDSI_G(c,
t, 0)[2];

```

```

    C_UDMI(c, t, 2) = NV_DOT(C_V_G(c, t), C_UDSI_G(c, t, 0));
    C_UDMI(c, t, 3) = C_DUDY(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 0)[0] +
        C_DVDY(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 0)[1] + C_DWDY(c, t) *
C_UDSI_G(c,
    t, 0)[2];

    C_UDMI(c, t, 4) = NV_DOT(C_W_G(c, t), C_UDSI_G(c, t, 0));
    C_UDMI(c, t, 5) = C_DUDZ(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 0)[0] +
        C_DVDZ(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 0)[1] + C_DWDZ(c, t) *
C_UDSI_G(c,
    t, 0)[2];
}
end_c_loop(c, t)
}
#endif
}

DEFINE_ADJUST(dot_prod_l, liq_dom)
{
    cell_t c;
    Thread *t;
    liq_dom = Get_Domain(liq_id);

#ifdef !RP_HOST
    {
        Alloc_Storage_Vars(liq_dom, SV_U_RG, SV_U_G, SV_NULL);
        Scalar_Reconstruction(liq_dom, SV_U, -1, SV_U_RG, NULL);
        Scalar_Derivatives(liq_dom, SV_U, -1, SV_U_G, SV_U_RG);
    } {
        Alloc_Storage_Vars(liq_dom, SV_V_RG, SV_V_G, SV_NULL);
        Scalar_Reconstruction(liq_dom, SV_V, -1, SV_V_RG, NULL);
        Scalar_Derivatives(liq_dom, SV_V, -1, SV_V_G, SV_V_RG);
    } {
        Alloc_Storage_Vars(liq_dom, SV_W_RG, SV_W_G, SV_NULL);
        Scalar_Reconstruction(liq_dom, SV_W, -1, SV_W_RG, NULL);
        Scalar_Derivatives(liq_dom, SV_W, -1, SV_W_G, SV_W_RG);
    }
}

if (!Data_Valid_P())
    return;
thread_loop_c(t, liq_dom) {
    begin_c_loop_int(c, t) {
        C_UDMI(c, t, 6) = NV_DOT(C_U_G(c, t), C_UDSI_G(c, t, 1));

```

```

C_UDMI(c, t, 7) = C_DUDX(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 1)[0] +
C_DVDX(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 1)[1] + C_DWDX(c, t) *
C_UDSI_G(c,
t, 1)[2];

C_UDMI(c, t, 8) = NV_DOT(C_V_G(c, t), C_UDSI_G(c, t, 1));
C_UDMI(c, t, 9) = C_DUDY(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 1)[0] +
C_DVDY(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 1)[1] + C_DWDY(c, t) *
C_UDSI_G(c,
t, 1)[2];

C_UDMI(c, t, 10) = NV_DOT(C_W_G(c, t), C_UDSI_G(c, t, 1));
C_UDMI(c, t, 11) = C_DUDZ(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 1)[0] +
C_DVDZ(c, t) * C_UDSI_G(c, t, 1)[1] + C_DWDZ(c, t) *
C_UDSI_G(c,
t, 1)[2];
}
end_c_loop_int(c, t)
}
#endif
}

DEFINE_ADJUST(Area_Int_Dens, d)
{
cell_t c;
Thread *t;
real Ai;
real Ai_max;

#ifdef RP_HOST
thread_loop_c(t, d)
if (NNLLP(THREAD_STORAGE(t, SV_UDS_I(0))) &&
NNLLP(THREAD_STORAGE(t,
SV_UDS_I(1)))) {
begin_c_loop_int(c, t) {
Ai = 2 * NV_MAG(C_UDSI_G(c, t, 0)) * NV_MAG(C_UDSI_G(c,
t, 1)) /
(NV_MAG(C_UDSI_G(c, t, 0)) + NV_MAG(C_UDSI_G(c, t,
1)));
Ai_max = 10000;
if (Ai >= 1e-4 && Ai < Ai_max)
C_UDMI(c, t, 12) = Ai;
else if (Ai >= Ai_max)

```

```

        C_UDMI(c, t, 12) = Ai_max;
    else
        C_UDMI(c, t, 12) = 0;
    }
    end_c_loop_int(c, t)
}
#endif
}
DEFINE_ADJUST(mu_eff, domain)
{
    Thread *t;
    Thread **pt;
    cell_t c;

    #if !RP_HOST
        mp_thread_loop_c(t, domain, pt)
        if (FLUID_THREAD_P(t)) {
            Thread *tp = pt[gas_index];

            begin_c_loop_int(c, t) {
                C_UDMI(c, t, 13) = C_MU_EFF(c, tp);
                C_UDMI(c, t, 14) = C_MU_T(c, tp);
            }
            end_c_loop_int(c, t)
        }
        mp_thread_loop_c(t, domain, pt)
        if (FLUID_THREAD_P(t)) {
            Thread *tp = pt[liq_index];

            begin_c_loop_int(c, t) {
                C_UDMI(c, t, 15) = C_MU_EFF(c, tp);
                C_UDMI(c, t, 16) = C_MU_T(c, tp);
            }
            end_c_loop_int(c, t)
        }
    }
#endif
}
DEFINE_ADJUST(intforceg, d)
{
    real C_T = 0.75;
    Thread *t;
    cell_t c;
    Domain *gas_dom;

```

```

gas_dom = Get_Domain(gas_id);

#if !RP_HOST
if (!Data_Valid_P())
    return;
thread_loop_c(t, gas_dom) {
    begin_c_loop_int(c, t) {
        C_UDMI(c, t, 17) =
            -C_T * (C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 0) +
                C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 1) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 6) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 7));

        C_UDMI(c, t, 18) =
            -C_T * (C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 2) +
                C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 3) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 8) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 9));

        C_UDMI(c, t, 19) =
            -C_T * (C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 4) +
                C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 5) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 10) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 11));
    }
    end_c_loop_int(c, t)
}

if (!Data_Valid_P())
    return;
thread_loop_c(t, gas_dom) {
    begin_c_loop_int(c, t) {
        C_UDMI(c, t, 20) =
            sqrt(pow(C_UDMI(c, t, 17), 2) + pow(C_UDMI(c, t, 18), 2)
                + pow(C_UDMI(c, t, 19), 2));
    }
    end_c_loop_int(c, t)
}
}
#endif

DEFINE_ADJUST(intforcel, d)
{

```

```

real C_T = 0.75;
Thread *t;
cell_t c;
Domain *liq_dom;
liq_dom = Get_Domain(liq_id);

#if !RP_HOST
if (!Data_Valid_P())
    return;
thread_loop_c(t, liq_dom) {
    begin_c_loop_int(c, t) {
        C_UDMI(c, t, 21) =
            -C_T * (C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 0) +
                C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 1) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 6) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 7));

        C_UDMI(c, t, 22) =
            -C_T * (C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 2) +
                C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 3) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 8) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 9));

        C_UDMI(c, t, 23) =
            -C_T * (C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 4) +
                C_UDSI(c, t, 0) * C_UDMI(c, t, 13) * C_UDMI(c, t, 5) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 10) +
                C_UDSI(c, t, 1) * C_UDMI(c, t, 15) * C_UDMI(c, t, 11));
    }
    end_c_loop_int(c, t)
}

if (!Data_Valid_P())
    return;
thread_loop_c(t, liq_dom) {
    begin_c_loop_int(c, t) {
        C_UDMI(c, t, 24) =
            sqrt(pow(C_UDMI(c, t, 21), 2) + pow(C_UDMI(c, t, 22), 2)
                + pow(C_UDMI(c, t, 23), 2));
    }
    end_c_loop_int(c, t)
}
}
#endif

```

```

}
DEFINE_SOURCE(intforcexg, c, t, dS, eqn)
{
    return fmin(C_UDMI(c, t, 17), 20*fmeang(C_UDMI(c, t, 17));
}

DEFINE_SOURCE(intforceyg, c, t, dS, eqn)
{
    return fmin(C_UDMI(c, t, 18), 20*fmeang(C_UDMI(c, t, 18));
}

DEFINE_SOURCE(intforcezcg, c, t, dS, eqn)
{
    return fmin(C_UDMI(c, t, 19), 20*fmeang(C_UDMI(c, t, 19));
}

DEFINE_SOURCE(intforcexl, c, t, dS, eqn)
{
    return fmin(C_UDMI(c, t, 21), 20*fmeanl(C_UDMI(c, t, 21));
}

DEFINE_SOURCE(intforceyl, c, t, dS, eqn)
{
    return fmin(C_UDMI(c, t, 22), 20*fmeanl(C_UDMI(c, t, 22));
}

DEFINE_SOURCE(intforcezl, c, t, dS, eqn)
{
    return fmin(C_UDMI(c, t, 23), 20*fmeanl(C_UDMI(c, t, 23));
}

```

A seguir é apresentado o código para obtenção da pressão em função de y utilizado na condição de contorno de saída e o código para obtenção da média de uma função qualquer.

2) Código da Pressão em Função de Y

```

#include "udf.h"
#define rho_1 997.3
#define g -9.81

DEFINE_PROFILE(y_press,t,i)
{

```



```

real y, x[ND_ND];
face_t f;
begin_f_loop(f,t)
{
    F_CENTROID(x,f,t);
    y = x[1];
    if (y <= 0)
        F_PROFILE(f,t,i) = rho_l*g*y;
    else
        F_PROFILE(f,t,i) = 0;
}
end_f_loop(f,t)
}

```

3) Obtenção da Média para as Funções de Força na Interface

```

#include "udf.h"
#include "sg_mphase.h"
#define mix_id 1
#define gas_id 2
#define liq_id 3
#define gas_index 0
#define liq_index 1

real fmeanl(force, cell_t c, Thread *t)
{
    real forceavg;
    real force, volume, vol_tot;
    Domain *domain;
    forceavg = 0.;
    vol_tot = 0.;
    domain = Get_Domain(liq_id);
    t = Lookup_Thread(domain, liq_index);

    #if !RP_HOST
    begin_c_loop_int(c, t) {
        volume = C_VOLUME(c, t);
        if (C_UDSI(12) >= 100) {
            vol_tot += volume;
            forceavg += force * volume;
        }
    }
    end_c_loop(c, t)
    #endif
}

```

```

    forceavg /= vol_tot;
    return forceavg;
#endif
}

real fmeang(force, cell_t c, Thread *t)
{
    real forceavg;
    real force, volume, vol_tot;
    Domain *domain;
    forceavg = 0.;
    vol_tot = 0.;
    domain = Get_Domain(gas_id);
    t = Lookup_Thread(domain, gas_index);

    #if !RP_HOST
    begin_c_loop_int(c, t) {
        volume = C_VOLUME(c, t);
        if (C_UDSI(12) >= 100) {
            vol_tot += volume;
            forceavg += force * volume;
        }
    }
    end_c_loop(c, t)
    forceavg /= vol_tot;
    return forceavg;
#endif
}

```

Apêndice B: Calibração da Medição de Fração de Vazio

Ambos os transdutores foram calibrados usando uma seção de tubo de vidro de borossilicato fechado com uma quantidade de água especificada, gerando valores de fração de vazio conhecidos. Este procedimento alternativo de calibração usando um regime estratificado é um meio alternativo para a relação linear conhecida na literatura, que fornece erros acima de 18%, para o regime *slug*. A curva de calibração foi normalizada com os respectivos sinais de voltagem, $V_{\text{água}}$ e V_{ar} , correspondente a valores de fração de vazio entre 0 e 1, para o tubo vazio e cheio de água. Baseado em uma resposta logarítmica do demulador dos sensores eletrônicos, a voltagem normalizada, V^* , é dada por,

$$V^* = \frac{10^{V_{\text{água}}/k} - 10^{V/k}}{10^{V_{\text{água}}/k} - 10^{V_{\text{ar}}/k}} \quad (\text{B.1})$$

onde V é sinal de voltagem medido e k é a constante de amplificação do sinal logarítmico, na qual foi empiricamente determinada por Libert *et al.* (2011) como 0,45. Esta calibração leva em conta pequenas variações de permeabilidade elétrica dos dois fluidos devido a contaminação ou variações na temperatura. Os dados de calibração e a curva em relação aos transdutores de pressão é apresentado na Figura B.1.

No procedimento de calibração, configurações de amplitude e frequência são enviados para os transdutores. Quando a temperatura da sala é estabilizada em 24 °C, sinais de voltagem correspondentes para a V_{ar} ($\alpha = 1$) é adquirido. Então, o tubo é enchido com uma quantidade de água específica, pouco a pouco, obtendo diversos pontos tensões correspondentes a fração de vazio conhecida, até ficar completamente cheio de água. Usando a definição de fração de vazio, tem-se que,

$$(1 - \alpha) = \frac{V_l}{V} \quad (\text{B.2})$$

Desta forma a fração de vazio pode ser escrita em termo do volume, assumindo que o volume da água não se altera.

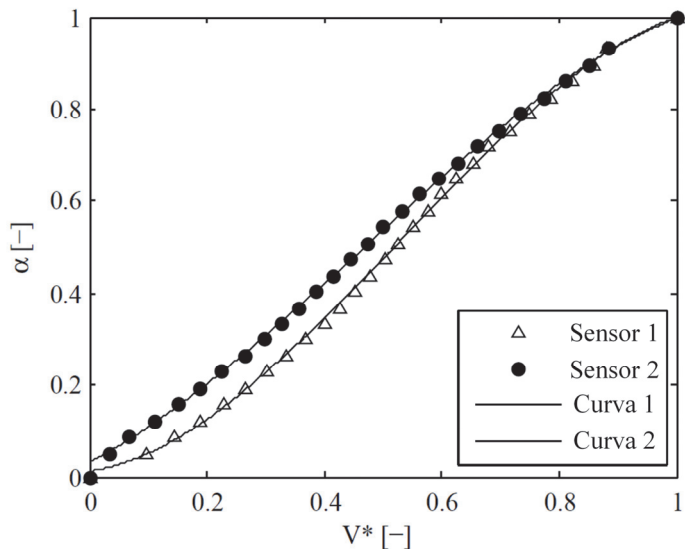


Figura B.1 – Curvas de calibração experimental baseada no regime estratificado.

Apêndice C: Análise de Incertezas

O experimento realizado é baseado na suposição de que o escoamento é isotérmico e as taxas de vazão de ar e água se mantêm constantes para cada condição de teste. Contudo, em condições reais, a temperatura e a vazão mássica de ar e água flutuam com o tempo e, consequentemente, não são constantes. Esta variação é considerada como uma variação intrínseca do experimento, sendo então contabilizada na determinação da incerteza da temperatura e vazões. Para esses parâmetros, a Eq. (C.1) é usada para calcular as incertezas das amostras.

$$u_X^2 = b_X^2 + s_X^2 \quad (\text{C.1})$$

onde X é o parâmetro medido, b_X incerteza do instrumento de medição, s_X é a incerteza decorrente da variação com o tempo das medidas de x em função de fontes externas, dada pelo desvio padrão da amostra.

Todos os outros parâmetros, tais como, pressão estática, fração de vazio, são dependentes do tempo devido a característica intermitente do escoamento. Como esses parâmetros são esperados que variem com o tempo, eles foram representados como uma média no tempo usando a Eq. (C.2),

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^n X_j \quad (\text{C.2})$$

A incerteza esperada para a Eq. (C.2) foi calculada utilizando a Eq. (C.3),

$$u_{\bar{X}}^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^n u_{X_j}^2 \quad (\text{C.3})$$

A incerteza combinada de um parâmetro derivado,

$$R = f(\bar{X}_1, \bar{X}_2, \dots, \bar{X}_k) \quad (\text{C.4})$$

pode ser calculada usando o método de séries de Taylor para a propagação da incertezas descrito pela equação (Coleman e Steele, 2009),

$$u_R = \left[\sum_{j=1}^k \left(\frac{\partial R}{\partial X_j} \right)^2 u_{X_j}^2 \right]^{1/2} \quad (\text{C.5})$$

Assim a incerteza expandida para um intervalo de confiabilidade de 95% para um grande número de medidas N , é dada por,

$$U_{95} = 2u_R \quad (\text{C.6})$$

C.1 PRESSÃO

As incertezas padrão elementares associadas à medição de pressão são a incerteza padrão do transdutor de pressão – avaliada a partir dos dados de calibração – e a incerteza padrão associada à curva de dados. Combinando as incertezas, a incerteza resultante contabiliza os efeitos sistemáticos, b_p , é dada por,

$$b_p^2 = u_{p,cal}^2 + b_{p,curva}^2 \quad (\text{C.7})$$

As incertezas padrão do sistema de aquisição, que estão associadas à leitura de tensão do transdutor e conversão de dados de forma analógica para digital, foram negligenciadas em todas as avaliações de incerteza deste capítulo. Isto é devido à alta precisão do sistema de aquisição em relação à leitura de tensão ($u_v = 10^{-999}$ Volts) e transformação dos dados (conversor A/D de 16 bits). Atribuindo os devidos valores para a Eq. (C.7), tem-se,

$$b_p^2 = 0,36^2 + 0,22^2 = 0,42 \text{ kPa}$$

C.2 TAXA DE VAZÃO MÁSSICA DE ÁGUA

O fabricante de transdutores de Coriolis dá a incerteza expandida da taxa de massa de óleo com 99% de confiança para duas taxas de óleo diferentes. Para taxas de fluxo superiores a 163 kg / h, $U_{0,99} = 0,1\%$ de leitura. Para menores taxas de fluxo de massa, a incerteza expandida da medição é dada por,

$$U_{0,99} = \left(\frac{1,25 - 0,007055}{100} \right) W_l \quad (\text{C.8})$$

Em ambos os casos, a incerteza padrão da vazão mássica de líquido nas medições é de,

$$b_{w_l} = \frac{U_{0,99}}{3} \quad (\text{C.9})$$

C.3 TAXA DE VAZÃO MÁSSICA DE AR

A incerteza padrão do fluxo de massa de ar também pode ser estimada em termos de dados de calibração fornecidos pelo fabricante do transdutor, que é $U_{0,95} = 2,125\%$ da leitura. Assim, a incerteza padrão do fluxo de massa de ar é de,

$$b_{w_l} = \frac{0,02125}{2} W_g \quad (\text{C.10})$$

C.4 FRAÇÃO DE VAZIO

A incerteza padrão associada às medidas de retenção de gás com a calibração experimental das sondas foi avaliada individualmente para cada um dos regimes de escoamento, com base no trabalho de Libert (2013). O autor contribuiu para o presente trabalho comparando as medições do transdutor capacitivo (utilizando uma calibração para o regime estratificado) com um transdutor de malha de arame (Silva *et al.*, 2007), utilizado como referência.

A incerteza padrão foi calculada com base no erro máximo entre o valor medido e o valor de referência, sendo 5% para o caso estratificado, 8% para o *plug* e 15% para o escoamento *slug*. Uma distribuição de probabilidade quadrática foi assumida, e os valores resultantes de incerteza padrão com base no regime de escoamento são apresentados na Tabela C.1.

Tabela C.1 – Incerteza padrão do transdutor de fração de vazio utilizando uma calibração experimental para o regime estratificado.

Regime de Escoamento	b_α
Estratificado	$0,05/\sqrt{3}$
<i>Plug</i>	$0,08/\sqrt{3}$
<i>Slug</i>	$0,015/\sqrt{3}$

A calibração experimental foi utilizada nas experiências referentes à queda de pressão na curva de retorno. Em experiências posteriores, com foco na distribuição de retenção de gás a montante e a jusante da curvatura, foi utilizada uma segunda curva de calibração para aumentar a precisão do transdutor no regime de fluxo anular, reduzindo também a incerteza experimental. Libert (2013) sugere em seu trabalho curvas de calibração específicas baseadas nos valores de admitância simulados para cada um dos regimes de fluxo encontrados em tubos horizontais. Estes valores também foram comparados com valores obtidos a partir do transdutor de referência de fração de vazio do gás. Uma estimativa dos erros máximos do transdutor. A curva de calibração simulada para o regime de fluxo anular, utilizada neste trabalho, pode representar erros até 7,2%, portanto,

$$b_{\alpha} = \frac{0,072}{\sqrt{3}} \alpha \quad (\text{C.11})$$

C.5 TEMPERATURA

Similarmente, a incerteza padrão da temperatura é calculada usando os dados do fabricante do termopar para uma confiabilidade de 95%.

$$b_T = \frac{1}{1,96} = 0,51 \text{ }^{\circ}\text{C} \quad (\text{C.12})$$

C.6 VELOCIDADE SUPERFICIAL

A incerteza expandida para velocidade superficial é dada pela seguinte expressão,

$$u_{jk}^2 = \left(\frac{1}{\rho_k^2} \right) \left(u_{G_k}^2 + \left(\frac{G_k}{\rho_k} \right)^2 u_{\rho_k}^2 \right) \quad (\text{C.13})$$